Untersuchung von Bronsonwiderständen.

Von der
kgl. Technischen Hochschule zu München
zur Erlangung der Würde eines Doktors
der technischen Wissenschaften genehmigte
Dissertation.

Vorgelegt von

Friedrich Hauser,
Diplom-Ingenieur.

Referent:
Prof. Dr. Hermann Ebert.

Korreferent:
Prof. Dr. Oskar Knoblauch.

Erlangen.
K. B. Hof- und Univ.-Buchdruckerei von Junge & Sohn.
1911.

Inhaltsverzeichnis.

Seite

A. Einleitung 1
B. Instrumentarium 2
I. Bronsonwiderstände 2
a) Beschreibung 2
b) Theorie 6
II. Elektrometer 10
III. Kondensatoren 12
IV. Signaluhr 13
V. Elektromagnete 14
VI. Versuchsanordnungen 15
C. Versuchsergebnisse 16
I. Vorversuche (Kapazitätsbestimmungen) 16
a) Fehlerquellen bei Kapazitätsbestimmungen durch Ladeteilung mittels des Quadrantenelektrometers und deren Vermeidung 17
b) Messung der Kapazitäten der verwendeten Apparate . 22
II. Hauptversuche (Untersuchung der Bronsonwiderstände) . 32
a) Art der Ausführung und Auswertung der Versuche . 32
b) Untersuchung der einzelnen Bronsonwiderstände . . 36
c) Zusammenschalten von Bronsonwiderständen 50
III. Zusammenfassung der Hauptergebnisse 57

Tabellen.
Figurentafeln.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555418_0037

A. Einleitung.

Unter den zahlreichen Hilfsmitteln, welche die radioaktive Forschung gezeitigt hat, spielen die sogenannten Bronsonwiderstände[1]) eine große Rolle. Dieselben sind benannt nach Bronson, einem Schüler Rutherfords, der sie zuerst verwandte. Es sind dies Widerstände, bei denen ein ionisiertes Gas die Leitung der Elektrizität übernimmt. Sie bestehen im allgemeinen aus einem Kondensator irgendeiner Gestalt, dessen eine Elektrode — wohl meistens eine Platte — mit irgendeinem das in dem Apparat enthaltene Gas ionisierenden radioaktiven Präparat mechanisch oder elektrolytisch überzogen ist, während die andere Elektrode in der Regel nur dazu dient, den erzeugten Strom weiter zu leiten. Eine der beiden Elektroden ist dabei fast immer mit der Erde leitend verbunden.

Die große Bedeutung dieser Widerstände besteht außer in ihrer Größe (von der Ordnung einer Billion Ohm) vor allem darin, daß sie temperaturunempfindlich sind und daß mit ihrer Hilfe ein kontinuierliches Verfolgen radioaktiver Prozesse ermöglicht wird. Die hierauf beruhende „Methode der konstanten Ausschläge“ [1]) ist daher besonders dort von Wichtigkeit, wo es sich darum handelt rasch ablaufende radioaktive Zerfallsprozesse zu verfolgen.

---

[1]) H. L. Bronson, Amer. Journal of Science, 19, S. 185—187, 1905. E. Rutherford, Die Radioaktivität, deutsch von Aschkinaß, S. 106—108, 1907.

Es war daher von Interesse das Verhalten solcher Widerstände bei verschiedenen Gasdrucken und auch Gasfüllungen zu untersuchen; insonderheit aber auch Aufschluß über ihr Verhalten bei Parallel- und Hintereinanderschaltung zu bekommen, da bezüglich dieser Verwendungsart Bedenken erhoben worden waren. Diesbezügliche Untersuchungen bilden den Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

B. Instrumentarium.

I. Bronsonwiderstände.

a) Beschreibung.

Die zur Verwendung kommenden Bronsonwiderstände waren alle in Glasgefäßen gasdicht eingeschlossen, um das Arbeiten bei verschiedenen Drucken zu ermöglichen. Die Zuleitungen von den Apparaten zum Elektrometer wurden stets zum Schutze gegen äußere Einflüsse durch geerdete Messingröhren geführt. Von den drei verwendeten Apparaten liegen Zeichnungen (Fig. 1—3) bei, zu deren besserem Verständnis folgendes diene: Isolationen im Schnitt sind alle schwarz mit Lichtkante (Aussparung links und oben) dargestellt; alle Metallteile sind im Schnitt schwarz ohne Lichtkante ausgefüllt worden bis auf die Messingdeckel, die einfach schraffiert wurden, damit sie sich besser von den Isolationen abheben. Doppelt schraffiert wurde das Bindemittel (Siegellack oder auch Glaserkitt), mit dem die Metallringe an den Apparaten befestigt wurden, die zum Darüberschieben der Messingschutzröhren dienten.

1. Der erste Apparat (B_1, Fig. 1) war in ein oben offenes, unten zugeschmolzenes Glasgefäß zylindrischer Gestalt von 3,6 cm lichter Weite und 16 cm Länge eingebaut. Als Unterlage für das radioaktive Präparat diente ein kreisrundes Platinblech (a) von 30 mm Durchmesser

und 0,2 mm Dicke. Zum Schutze gegen eventuelle Wandladungen war das Glasgefäß innen mit einem feinmaschigen Platindrahtnetze (n) ausgekleidet, das mit der in den Boden des Gefäßes eingeschmolzenen ständig geerdeten Gegenelektrode (b), die ebenfalls aus einem kreisrunden Platinblech von 30 mm Durchmesser und 0,2 mm Dicke bestand, leitend verbunden war. Man hatte hier alle Teile aus demselben Metall hergestellt, um Potentialdifferenzen infolge des Voltaëffektes zu verhüten. Verschlossen war das Gefäß anfangs nur durch einen mit Siegellack eingekitteten Hartgummistopfen (s), durch den der die aktivierte Platte tragende Draht (d) geführt war, den man so lange gemacht hatte, um eventuell die Entfernung der beiden Platten ändern zu können. Der besseren Isolation wegen war der Stopfen mit tiefen Rillen und außerdem sein Gehäuse mit Natriumtrocknung (t) versehen. Da sich dieser Verschluß als nicht genügend gasdicht erwies, so wurde er in der ebenfalls in Fig. 1 dargestellten Weise abgeändert: Der Hartgummistopfen wurde in eine durchbohrte Messingplatte (m) von 3 mm Dicke eingekittet; diese war am Rande bis auf etwa 1 mm Stärke abgedreht, so daß sie gut — mit etwa $\frac{1}{10}$ mm Spielraum wegen der verschiedenen Ausdehnungskoëffizienten von Glas und Messing — in die Öffnung des Glasgefäßes paßte. Das Verkitten der Messingplatte mit dem Hartgummistopfen und dem Gefäßrande erfolgte statt mit Siegellack mit dem auch in kaltem Zustande plastischen Piceïn.

Diese Art des Verschlusses hat sich so gut bewährt, daß sie bei allen späteren Apparaten wieder verwendet wurde mit der Abänderung, daß der Hartgummi durch den noch besser isolierenden Bernstein ersetzt wurde. Die Kittstellen waren dabei stets so angeordnet, daß sie nur auf Druck beansprucht wurden, wenn man den Apparat evakuierte.

Die aktivierte Platte war bei diesem Apparate auf beiden Seiten mit einem Niederschlage von Radium F (Polonium) bedekt. Dieser war auf elektrolytischem Wege aus einer von der K. Akademie in Wien dem physikalischen Institute der technischen Hochschule leihweise zur Verfügung gestellten Radiobleilösung gewonnen worden. Die höchstzulässige Stromstärke war hierbei $4 \cdot 10^{-6}$ Amp. pro cm^2, die zulässige Spannung 1 Volt entsprechend den Angaben von Meyer und Schweidler[1]).

2. Der zweite Widerstand (B_2; Fig. 2) bestand aus einer Glaskugel von 26 cm Innendurchmesser mit versilberter Innenwand. Um auch hier einen Voltaëffekt zu vermeiden, wurde das Polonium auf einer Silberelektrode (e) — kreisrundes Silberblech von 30 mm Durchmesser und 0,05 mm Dicke — niedergeschlagen. Zu diesem Zwecke wurden von der oben erwähnten Radiobleilösung, die außer mit Platin mit keinem anderen Metalle in Berührung kommen durfte, eine kleine Menge in ein besonderes Fläschchen abgegossen und mit dieser dann die Polonisierung ausgeführt. Dabei wurde die Elektrode hier nur auf ihrer unteren Seite mit Polonium beschlagen. In den Apparat eingebaut wurde sie so, daß sie möglichst genau in den Mittelpunkt der Kugel zu liegen kam. Der Silberbelag der Kugel wurde durch einen in die Kugel bereits vor der Versilberung eingeschmolzenen Platindraht (d) geerdet, der in mehreren Windungen an der ebenfalls versilberten Innenseite des dem Anschmelzen von Glasröhren dienenden Ansatzstückes anlag. Die leitende Verbindung zwischen Belag und Draht war sehr gut, wie mit dem Voltmeter untersucht wurde. Außen wurde die Kugel vollständig in ein feinmaschiges Messingdrahtnetz (n) eingenäht, das ebenfalls mit der Erdleitung in Verbindung stand.

[1]) Dr. Stefan Meyer und Dr. Egon Ritter von Schweidler, Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss., Wien, Bd. CXV, Abt. II, a; Mai 1906.

3. Der dritte Apparat (B_3; Fig. 3) hatte wieder zylindrische Gestalt. Da er sowohl eine isolierte polonisierte Platte als auch eine isolierte Gegenelektrode erhalten sollte, so mußte man ihn auf beiden Seiten öffnen können. Um die dadurch nötigen Kittstellen möglichst klein zu erhalten, hatte man das Glasgefäß (größte lichte Weite 7,7 cm; Höhe 18 cm) an den beiden Enden möglichst verjüngt. Zum elektrostatischen Schutze war es innen mit feinmaschigem Messingdrahtnetz ausgekleidet und außen in ein solches eingehüllt. Verschlüsse und Isolationen waren wie bei der Kugel ausgeführt. Sowohl die polonisierte Platte (a) als auch die Gegenelektrode (b) konnte bei diesem Apparate ausgewechselt werden. Bei der hier eingezeichneten — der zuerst verwendeten — Konstruktion wurde die polonisierte Platte (Durchmesser = 20 mm; Dicke = 4 mm) von der büchsenförmigen Gegenelektrode — dem Auffänger — (Durchmesser = 39 mm; Tiefe = 25 mm) bis auf eine Öffnung im Deckel (Durchmesser = 25 mm), die zum Einsetzen der Platte nötig war, vollständig umschlossen. Die Entfernung der polonisierten Platte von dem Boden des Auffängers betrug bei den hier aufzuführenden Versuchen stets 10 mm. Alle Metallteile waren bei diesem Widerstand aus Messing; die Aktivierung der polonisierten Platte war wie bei dem vorhergehenden Apparat (B_2) ausgeführt worden.

Dieser Apparat sollte verschiedene Schaltungsmöglichkeiten bieten:

1. Polonisierte Platte am Elektrometer, Auffänger geerdet.
2. Auffänger am Elektrometer, polonisierte Platte geerdet.
3. Polonisierte Platte und Auffänger gleichzeitig am Elektrometer.
4. Parallel- und Hintereinanderschalten mit dem ersten Widerstand (B_1).

Um diesen Zweck unter Vermeidung jeder nur irgend entbehrlichen isolierenden Stütze zu erreichen, wurde folgende Anordnung getroffen:

Die Zuleitungen (z) zu polonisierter Platte und Auffänger führten durch geerdete Messingröhren (r) in ein Messinggefäß (g) mit abnehmbarem Deckel (d), in das auch die Zuführungen zum Elektrometer (e) und zu dem ersten Apparate (B_1) einmündeten und in das außerdem ein Stift (E) eingelötet war, der zur Verbindung mit der Erdleitung diente. Getragen wurden diese beiden Zuleitungen sowie die zu dem ersten Apparate durch die in die Deckel (m) eingekitteten Isolationsstopfen (s). Die verschiedenen Schaltungen wurden dadurch hergestellt, daß mit feinen Drahtspiralen verbundene Klemmschrauben an den entsprechenden Zuführungen befestigt wurden. Es waren 7 Klemmschrauben nötig, von denen vier paarweise verbunden waren, während die drei übrigen zusammen eine Schaltevorrichtung bildeten. Infolge dieser Anordnung war es möglich mit nur einer Isolationsstütze (i) — für die Elektrometerzuführung — mehr auszukommen, als bei der Kugel, abgesehen von dem Bernsteinstopfen, durch den die Zuführung zu dem hier neu eingeführten Auffänger ging. Durch das Schaltgefäß ist in Fig. 3 der besseren Erläuterung halber auch ein Schnitt längs der zur Zeichenebene der Hauptfigur senkrechten Vertikalebene gelegt.

Erwähnt sei noch, daß bei den beiden letzten Apparaten die Metalldeckel mit der geerdeten Schutzhülle in leitender Verbindung standen und daß ferner bei ihnen ebenso wie bei B_1 die Isolationen durch Natriumgefäße (t) trocken gehalten wurden.

b) Theorie.

Für die Untersuchung dieser Apparate sind außer den allgemeinen Gesetzen der Gasionisation und radioaktiven Strahlung, wie sie sich in „Die Radioaktivität“

von E. Rutherford, deutsch von Aschkinaß, Berlin 1907, zusammengestellt finden, zwei Untersuchungen von besonderer Bedeutung.

Die eine dieser Untersuchungen behandelt den Fall, „wenn die Ionisierung eine beträchtliche Größe besitzt und sich nur auf die unmittelbare Nähe der einen oder auch beider Elektrodenplatten, zwischen denen der Strom gemessen wird, beschränkt". Es ist das der Fall der sogenannten Oberflächenionisierung, der von Child und Rutherford näher untersucht wurde. Die Resultate dieser theoretischen Untersuchungen sowie diesbezüglicher von Rutherford mit einem Plattenkondensator angestellter Versuche sind ebenfalls in dem oben genannten Buche[1]) zusammengestellt. Sie sind, wenn V die Pontentialdifferenz zwischen zwei parallelen Platten, deren Abstand d, und K_1 die Beweglichkeit der + Ionen, K_2 die der — Ionen ist:

1. Stromintensität in der einen Richtung:

$$i_1 = \frac{9\ V^2}{32\ \pi\ d^3} \cdot K_1.$$

2. Dieselbe in der anderen Richtung:

$$i_2 = \frac{9\ V^2}{32\ \pi\ d^3} \cdot K_2;$$

folglich:

3. $\frac{i_1}{i_2} = \frac{K_1}{K_2}$; d. h. der Strom in den beiden Richtungen proportional den bezüglichen Ionengeschwindigkeiten.

Ferner:

1. „Der das Gas durchfließende Strom wächst bei kleinen Spannungen schneller als die angelegte Potentialdifferenz; die Zunahme erfolgt indessen nicht in so

[1]) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 68—71.

starkem Maße, wie es der quadratischen Formel entsprechen würde."

2. „Die Intensität des Stromes hängt von der Richtung des elektrischen Feldes ab; der Strom ist stets etwas schwächer, wenn die Ladung der aktiven Platte positives Vorzeichen besitzt — entsprechend der geringeren Beweglichkeit der positiven Ionen. Der Unterschied zwischen den i_1- und i_2-Werten wird am größten, wenn das Gas trocken ist; in diesem Falle ist ja auch die Geschwindigkeitsdifferenz der positiven und negativen Ionen am bedeutendsten."

Die zweite Untersuchung „Beiträge zur Theorie der konvektiven Strömung der Elektrizität in dichten ionisierten Gasen" von L. Heis[1]) gilt für den Fall, daß das Füllgas von den ionisierenden Strahlen vollständig durchdrungen und von Ionen beiderlei Vorzeichens erfüllt wird. In dieser Abhandlung wird eine näherungsweise Lösung der Grundgleichungen (für den Platten-, Zylinder- und Kugelkondensator) gegeben, die mit ungefähr gleicher Näherung in dem ganzen Gebiete von der Stromintensität Null bis zum Sättigungsstrom Gültigkeit hat und zwar für Gasdrucke bis herab zu etwa 500 mm Hg, bis zu welchem Drucke sich die Beweglichkeiten der Ionen nach Langevin proportional mit dem Druck verändern. Der Verfasser kommt zu dem für die im folgenden durchgeführten Versuche wichtigen Schluß, daß für den Zylinder- und Kugelkondensator die Vertauschung der Elektroden bei gleicher Potentialdifferenz von einer Unipolarität des Stromes begleitet ist und daß die Zerstreuung des positiv geladenen Körpers bei gleichem Potential $|q_1| = |q_2| > 0$ größer als die des negativen; endlich, daß es aus der für den Kugelkondensator von der Potentialdifferenz abhängig gefundenen Unipolarität der Ströme sich wohl folgern

[1]) L. Heis, Physik. Zeitschr. IX, S. 620—627, 1908.

lasse, daß sie eine Eigenschaft aller Kondensatoren mit Ausnahme des Plattenkondensators sei. —

Zu beachten ist ferner, daß Metalle in ionisierten Gasen sich wie in Elektrolyten verhalten und daß infolgedessen ein Bronsonwiderstand, dessen Elektroden aus verschiedenen Metallen bestehen, sich wie ein galvanisches Element verhalten wird.

Endlich können bei Bronsonwiderständen auch die Selbstaufladung[1]) der radioaktiven Präparate sowie die von den Strahlen derselben transportierte Ladung beobachtet werden. Beide Erscheinungen spielten jedoch bei den hier dargestellten Versuchen keine Rolle, da ihre Wirkungen, wie gezeigt werden wird, erst bei ganz kleinen Drucken sich bemerkbar machen, die für die Verwendung der Apparate als Widerstände nicht mehr in Betracht kommen. Zur näheren Untersuchung der Selbstaufladung wurden besondere Versuche bei tiefsten Drucken bis herab zu vollständigem Vakuum (Kondensation der Gasreste mittels Kokosnußkohle und flüssiger Luft) durchgeführt. Diese Versuche haben gezeigt, daß die + Selbstaufladung eine Wirkung der δ-Strahlen ist: Ebensoviel + El. bleibt auf der polonisierten Platte zurück, als — El. mit den δ-Strahlen weggeht. Die — Selbstaufladung, die man beim Zurückbiegen der δ-Strahlen durch ein Magnetfeld erhält, ist genau ebensogroß, wie die von den α-Strahlen transportierte + Ladung. Des weiteren wurde auch die Abnahme der Selbstaufladung abhängig vom Gasdruck und abhängig vom magnetischen und elektrischen Feld untersucht. Endlich wurde auch durch Bedecken des Präparates mit Aluminiumfolie an der Hand des dabei sich einstellenden allmählichen Verschwindens der Selbstaufladung die Durchdringungsfähigkeit der δ-Strahlen an-

[1]) Aschkinaß, Phys. Zeitschr. VIII, S. 773, 1907.

nähernd bestimmt. Die Darstellung all dieser letzterwähnten Versuche soll getrennt von dieser Arbeit erfolgen, um sie nicht zu umfangreich zu gestalten. Hier sollen nur die Versuche behandelt werden, bei denen sich die Strahlung lediglich durch die Ionisation bemerkbar machte.

II. Elektrometer.

Verwendet wurde ein Quadrantenelektrometer von der von H. Ebert[1]) beschriebenen Form, bei dem die Nadel frei über Quadrantenflächen schwebte, wodurch eine kleine Kapazität und die Möglichkeit, die Empfindlichkeit in weiten Grenzen zu variieren, erzielt wird. Die Meßquadranten I und III standen mit der jeweiligen Versuchsanordnung in Verbindung, während die beiden anderen, also II und IV, ständig geerdet waren. Die ersteren waren auf Bernsteinstützen montiert; die geerdeten Quadranten dagegen auf Hartgummistützen. Die Elektrometernadel war aus dünnem Aluminiumblech in der üblichen Form geschnitten und an einem Wollastonfaden von 0,01 mm Durchmesser, der zugleich als Zuleitung für die Nadelladung diente, aufgehängt. Die Nadel wurde durch eine kleine Krügerbatterie, deren — Pol an Erde lag, auf ca + 100 Volt geladen. Als Richtkraft diente also die Torsionskraft des Aufhängefadens. Die Nadel war magnetisch gedämpft: ein kleiner Hohlzylinder aus reinstem galvanisch niedergeschlagenen Kupfer, der durch ein Bernsteinstäbchen starr mit der Nadel verbunden war, bewegte sich in dem Feld eines kräftigen Hufeisenmagneten und wirkte dadurch wie eine Wirbelstrombremse auf die Bewegung der Nadel. Die Eichung dieses Elektrometers ergab die folgenden Werte:

1. Entfernung der Skala vom Spiegel:

$$l = 221{,}3 \text{ cm}.$$

[1]) H. Ebert, Zeitschr. f. Instr.K. 1909, S. 169.

2. Voltempfindlichkeit für diesen Abstand (genau von 0—4; brauchbar bis 6 Volt):

$$a' = 60{,}3 \text{ mm pro Volt;}$$

reduziert auf 1 m Skalenabstand:

$$a = 27{,}3 \text{ mm pro Volt.}$$

3. Ablesegenauigkeit: 0,1 mm; also rund 0,002 Volt.

4. Meßgenauigkeit: Diese ist wegen der unvermeidlichen Nullpunktsverschiebungen etwas geringer; etwa 0,3—0,5 mm oder 0,005—0,009 Volt.

5. Schwingungsdauer:

$$T = 13{,}3 \text{ Sek.}$$

für die halbe Schwingung.

6. Natürliches logarithmisches Dekrement:

$$\Lambda = 1{,}026.$$

7. Dämpfungsverhältnis:

$$\varkappa = 2{,}79.$$

8. Kapazität von Elektrometer mit Erdschlüssel:

$$E = 26{,}51 \text{ cm.}$$

Dementsprechend:

9. Empfindlichkeit für elektrostatische Mengeneinheiten:

682,4 mm pro Elst. M. E.

für den vorhandenen Skalenabstand; für einen Skalenabstand von 1 m:

308,4 mm pro Elst. M. E.

10. Coulombempfindlichkeit:

$2{,}0472 \cdot 10^{12}$ mm pro Coul. bezw.

$0{,}9252 \cdot 10^{12}$ mm pro Coul.

Aufgestellt war das Elektrometer auf einer Zinkkonsole, die an der Wand des Arbeitsraumes befestigt war. Um jede Erschütterung des Elektrometers bei Betätigung des Erdschlüssels zu verhüten, hatte man diesen auf ein besonderes Wandtischchen gesetzt und außerdem die Verbindung zwischen Elektrometer und Erdschlüssel möglichst geschmeidig hergestellt:

Sowohl am Meßquadranten als auch an der Zuleitung zu dem Erdschlüssel war je ein Stück eines stärkeren Drahtes befestigt. Über diese beiden Drahtenden wurden zur Herstellung der nachgiebigen Verbindung zwei eng anschließende Blechhülsen geschoben, die miteinander durch eine äußerst biegsame Spirale aus feinem Kupferdraht verbunden waren.

Der Erdschlüssel hatte zwei Quecksilbernäpfchen, von denen das eine isoliert, das andere geerdet war. Die Erdung geschah in der Weise, daß die beiden Näpfchen durch einen herabgelassenen Kupferbügel verbunden wurden, der vom Beobachtungstische aus mit Hilfe eines Schnurlaufes bewegt wurde. Als Isolation war auch hier Bernstein verwendet. Zum Schutze gegen äußere Einflüsse war das ganze Elektrometer in ein geerdetes Metallgehäuse eingebaut; der Erdschlüssel befand sich in einem geerdeten Blechkästchen und die Zuleitung zum Erdschlüssel sowie die Verbindung zwischen Erdschlüssel und Elektrometer waren durch geerdete Messingröhren geschützt. Erdschlüssel und Elektrometer sowie alle verwendeten Apparate wurden stets durch Natrium trocken gehalten.

III. Kondensatoren.

1. Zwei Harmssche Kondensatoren[1]. Ihre Kapazitäten seien mit H_1 und H_2 bezeichnet.

2. Eine Kapazitätsnormale von M. Th. Edelmann, München, in Hartgummischutzhülle von $K = 3000$ cm.

3. Als Normale bei den Kapazitätsmessungen diente ein selbstgebauter Plattenkondensator C:

Zwei kreisrunde, vollkommen ebene und aufeinander geschliffene Messingplatten ($r = 7{,}43$ cm; Dicke am Rande: $d = 0{,}381$ cm) wurden unter Zwischenlage dreier kleiner Bernsteinstützen, die zur Vergrößerung des Iso-

[1]) F. Harms, Phys. Zeitschr. V, S. 47, 1904.

lationsweges spulenförmigen Längsschnitt hatten, übereinander gelegt. Die Stützen waren zwischen Glasplatten auf vollständig gleiche Höhe (h = 0,174 cm) abgeschliffen worden. Die Höhe wurde gemessen, während die Stützen zwischen den Kondensatorplatten lagen und zwar unmittelbar nach Zusammensetzung des Kondensators und etwa 6 Stunden später. Beide Werte stimmten überein; es fand also keine langsame Deformation der Stützen durch den Druck der oberen Platte statt. Der größte Durchmesser der Stützen war 0,33 cm und der kleinste 0,2 cm; also der mittlere Durchmesser 0,265 cm.

An die untere Platte wurde ein geerdeter Draht angelötet und dann das ganze System auf einen Blechring gesetzt. Die Kapazität dieses Kondensators berechnet sich mit der Formel von Kirchhoff (mit Randkorrektur) zu

$$C = 85{,}78 \text{ cm} \pm 0{,}5 \text{ cm} \ (\pm 0{,}58\,\%),$$

wie eine ausführliche Fehlerberechnung ergab. Gegen äußere Einflüsse zeigte sich dieser Kondensator so beständig, daß durch sie der mögliche Fehler keinesfalls über den für die ungünstigsten Voraussetzungen gerechneten Betrag von $\pm 0{,}58\,\%$ erhöht wurde. Die Isolation des Kondensators war vorzüglich und der minutliche Ladungsverlust äußerst gering, selbst nachdem der Kondensator einige Tage in der Versuchsanordnung gestanden hatte.

IV. Signaluhr.

Da bei den Beobachtungen ein zeitlicher Verlauf aufzunehmen war, also von Minute zu Minute abgelesen werden mußte, so kam eine für diese Zwecke eigens konstruierte Signaluhr zur Verwendung, die jede Minute ein Glockensignal gab. Jedes dieser Signale bestand aus zwei Klingelzeichen: einem Vorbereitungs- und einem Hauptsignal.

V. Elektromagnete.

1. Ein Ringmagnet: Ein Weicheisenring (mittlerer Durchmesser 25 cm) von kreisrundem Querschnitt (d = 4 cm) war an einer Stelle aufgeschnitten. An den hierdurch entstandenen Enden trug er zwei Polschuhe (Polfläche $8 \times 8\,cm^2$), die mit ihm aus einem Stück geschmiedet waren. Um das Feld möglichst gleichmäßig zu gestalten, hatten die Polschuhe dem Durchmesser des Apparates B_1, für den dieser Magnet konstruiert worden war, entsprechende rinnenförmige Vertiefungen. Der Polabstand in diesen war 4,5 cm; seitwärts davon 3,5 cm. Das Feld war tatsächlich in der Richtung senkrecht zur Achse des Ringes auf eine Strecke von nahezu 6 cm beinahe vollständig gleichmäßig verteilt. Die Zahl der Windungen war 2018 in 9 Lagen; die Feldstärke betrug 0—1000 absolute Einheiten (bestimmt mittels Induktionsspule und ballistischem Galvanometer) bei Stromstärken von 0—5 Ampère.

2. Ein großer Ruhmkorff-Magnet aus dem physikalischen Praktikum der technischen Hochschule. Die die Magnetwicklung tragenden Polschenkel waren bei diesem Magneten auf dem Joch, einem von vier Füßen getragenen Weicheisenbarren von quadratischem Querschnitt — $7{,}5 \cdot 7{,}5\,cm^2$ — und 102,5 cm Länge, der Länge nach verschiebbar, wodurch der Polabstand von 0—33 cm variiert werden konnte. Dieser Magnet wurde bei zwei verschiedenen Polabständen gebraucht:

1. Polabstand = 29 cm für die Kugel (B_2).
2. Polabstand = 10 cm für B_3.

Die Feldstärken waren hierbei 0—190 bezw. 0—1000 absolute Einheiten bei Strömen von 0—15 Ampère.

VI. Versuchsanordnungen.

Die mit den oben beschriebenen und außer diesen noch nötigen Apparaten zusammengestellten Versuchsanordnungen sind in Fig. 1,a, 2,a und 3,a zu sehen.

1. Die in Fig. 1,a dargestellte Anordnung diente lediglich der Untersuchung der Selbstaufladung abhängig vom Druck und Magnetfeld mit Hilfe des Apparates B_1:

1 ist eine Quecksilberluftpumpe von Geißler, Bonn. Von ihr führt eine Rohrleitung (2) zu einer zum Vorpumpen benützten Wasserstrahlpumpe. Eine andere Rohrleitung führt zu einem Mac Leod-Manometer (3) sowie zu einem offenen Quecksilbermanometer (4) und von den Manometern weiter durch eine der Beseitigung der Quecksilberdämpfe dienende Schwefel-Kupfervorlage (5) zu dem Bronsonwiderstand (7). An dem Zwischenstück zwischen 5 und 7 ist ein Gefäß (6) mit Kokosnußkohlestückchen angeschmolzen. Von dem Bronsonwiderstand (7) führt dann eine durch geerdete Messingröhren geschützte Leitung zu dem Erdschlüssel (9) und von diesem weiter zum Elektrometer (10). Die zur Nadelladung dienende Krügerbatterie ist auf einem Wandtischchen über dem Elektrometer unter einem Schutzkasten (11) aufgestellt. Zur Ablesung diente das Fernrohr (12) mit Skala. Der Elektromagnet (8) konnte mit Hilfe eines Kurbeltischchens von unten her an den Bronsonwiderstand gebracht werden.

2. Fig. 2,a zeigt die zu den Versuchen mit der Kugel getroffene Anordnung. Die Rohrleitung ging hier von der Schwefel-Kupfervorlage (5) durch eine Chlorkalziumtrockenvorlage (1), die auf einer an dem Tisch (2) befestigten Tragevorrichtung lag, über das an ihr angeschmolzene Kühlgefäß (6) zur Kugel (7), die auf einer ebenfalls an dem Tisch befestigten Konsole mit ringförmiger Tragefläche ruhte. Durch Messingröhren geschützt ging dann von dem anderen Ende der Kugel eine Leitung zu

Erdschlüssel (9) und Elektrometer (10). Da auch hier Versuche über die Selbstaufladung gemacht wurden, so wurde der Anordnung noch der oben beschriebene Ruhmkorff-Magnet (3) eingefügt. Das Wandtischchen (4) diente zum Aufstellen von Hilfskapazitäten.

3. In Fig. 3, a endlich ist die der Untersuchung von B_3 und dem Zusammenschalten von Bronsonwiderständen dienende Anordnung zu sehen. Hier wurde, da bei den kleinen Gasräumen das Trockengefäß der Luftpumpe genügte, das Chlorkalziumgefäß wieder weggelassen und die Luftleitung von 5 aus direkt über das Kühlgefäß (6) zu den beiden Bronsonwiderständen ($7 = B_1$ und $7, a = B_3$) geführt. Die sonstige Anordnung war wie bisher. Auch mit B_3 wurden Versuche über die Selbstaufladung gemacht und zu diesem Zwecke die Versuchsanordnung in der Weise abgeändert, daß Ringmagnet (8) und Kurbeltischchen sowie der Apparat B_1 (7) entfernt wurden und dann der Tisch (2) mit B_3 (7, a) und dem Ruhmkorff-Magneten möglichst nahe an das Elektrometer gerückt wurde, um die Kapazität der Anordnung möglichst zu verkleinern.

C. Versuchsergebnisse.

I. Vorversuche (Kapazitätsbestimmungen).

Da Elektrizitätsmengen zu messen waren, so war eine möglichst genaue Bestimmung der Kapazität aller in Frage kommenden Meßanordnungen unerläßlich. Eine solche Bestimmung war deshalb mit gewissen Schwierigkeiten verknüpft, weil die Kapazität der Ionisationsräume von derselben Größenordnung wie die des Elektrometers selbst war. Daher kamen hier nicht nur die Kapazitäten der Zuleitungen in Betracht, sondern auch eine Menge anderer Fehlerquellen, die man außer bei Untersuchungen der vorliegenden Art sonst wohl vernachlässigen durfte. Die Bestimmung der Kapazitäten geschah durch Lade-

teilung. Dabei wurden die zu eichenden Apparate soweit möglich stets durch einen geerdeten Drahtnetzkäfig mit einer aufklappbaren Wand und mit Blechuntersatz elektrostatisch geschützt. Dadurch, daß außer den nötigen Messungen stets Kontrollmessungen ausgeführt wurden [z B. Elektrometer mit den zwei Harmsschen Kondensatoren nacheinander verglichen — also E mit H_1 und E mit H_2 — dann den ersten Kondensator mit dem zweiten + Elektrometer — H_1 mit $(E + H_2)$ — und endlich den zweiten Kondensator mit dem ersten + Elektrometer — H_2 mit $(E + H_1)$ —], war es möglich Anhaltspunkte für Meßfehler und ihre Ursachen zu finden.

Außerdem wurden alle Apparate zunächst ohne Polonisierung ihrer Elektroden auf Kapazität geeicht.

a) Fehlerquellen bei Kapazitätsbestimmungen durch Ladeteilung mittels des Quadrantenelektrometers und deren Vermeidung.

1. Kontaktpotentialdifferenzen: Da die Luft stets durch natürliche Ionisation (durchdringende Strahlung, Emanation) elektrolytisch leitend ist, so erhält man bei der Trennung zweier verschiedener Metalle stets zwischen beiden Potentialdifferenzen. Diese können Ungenauigkeiten in das Meßresultat bringen, die weit über die Ungenauigkeit durch Ablesefehler gehen. Um sie möglichst gering zu machen, mußte man danach trachten (eventuell durch Ansetzen kleiner Drahtenden) nur gleiche Metalle miteinander in Berührung zu bringen (bei Kupfer an Kupfer war z. B. der Effekt viel geringer als bei Kupfer an Nickel). Ganz zum Verschwinden war diese Fehlerquelle nur selten zu bringen; um die durch sie bedingten Fehler zu finden und zu vermeiden, wurden vor jeder Messung die ihr entsprechenden Schaltungen bei nicht geladenem System ausgeführt. Der dabei entstehende Ausschlag wurde je nach seiner Richtung von

dem Ausschlage der Messung selbst abgezogen, oder zu ihm addiert. In unserem Falle wurden dadurch Fehler vermieden, die bis zu 3 % des Meßresultates betragen hätten.

2. Influenzwirkungen der geladenen Nadel auf die Meßquadranten sind oft die Ursache bedeutender Fehler. Diese Fehlerquelle wurde auf folgende Weise gefunden: Bei der Abgleichung eines Harmsschen Kondensators gegen das Elektrometer erhielt man ganz verschiedene Werte, je nachdem, ob man das Elektrometer oder den Kondensator entlud (E, H und E, H). ↓ ↓ Die Verhältniszahl Elektrometer: Harms $\left(\frac{E}{H}\right)$ betrug beispielsweise für den einen der beiden Kondensatoren in dem ersten Falle 0,391, in dem zweiten dagegen 0,538. Da sich später der Wert von 0,538 als richtig erwies, so hätte man also bei Erdung des Elektrometers einen um 27 % zu kleinen Wert für seine Kapazität erhalten. Es wurde nun, zumal da die Erdung des Elektrometers nur sehr kurz ausgeführt worden war, vermutet, der Fehler sei auf ein Überkriechen der Elektrizität auf die Isolationsstützen der Quadranten zurückzuführen. Um hierüber Gewißheit zu erhalten, wurde der Restausschlag abhängig von der Entladezeit untersucht. Dabei erhielt man folgendes Resultat:

Die Quadranten I und III wurden zunächst + geladen und es zeigte sich dann bei einer Entladungsdauer von:

1. 5 Sekunden ein Restausschlag von + 25 mm
2. 10 „ „ „ „ + 10 „
3. 20 „ „ „ „ — 7 „

Der letzte dieser drei Versuche erwies, daß ein Überkriechen der Elektrizität auf die Isolationsstützen unmöglich die Ursache des erhaltenen Fehlers sein

könne. Eine Beobachtung der Nadellage bei Wiederholung der drei Versuche stellte nun fest, daß die Nadel sich in den beiden ersten Fällen im Momente der Aufhebung der Erdung auf der Seite des positiven Ausschlages befunden hatte, während sie im dritten Falle nahe dem Umkehrpunkte auf der Seite der negativen Ausschläge gewesen war. Wurde aber die Erdung in dem Augenblicke aufgehoben, in dem die Nadel ihre Ruhelage passierte, so war kein Restausschlag nachzuweisen. Genau dieselben Erscheinungen wurden beobachtet, wenn man die Nadel nicht durch Ladung der Quadranten, sondern mechanisch mit Hilfe eines schwachen eingeblasenen Luftstromes aus ihrer Nullage bewegte, was allerdings wegen der Empfindlichkeit des Instrumentes mit großer Vorsicht ausgeführt werden mußte. Durch diese Versuche war bewiesen, daß der scheinbare Restausschlag lediglich in einer Influenzwirkung der + geladenen Nadel auf das Meßquadrantenpaar I und III (das andere Paar, II und IV, blieb ständig geerdet) seine Ursache hatte.

Diese Influenzwirkung läßt sich nun folgendermaßen erklären: Wird die Erdung der Quadranten I und III aufgehoben, während die + geladene Nadel eine Lage einnimmt, die einer + Ladung der Quadranten I und III entspricht, also wenn sie von diesen sich entfernt hat, so wird die Nadel beim Zurückschwingen gegen die Nullage die Quadranten I und III immer mehr überdecken und auf ihnen — Elektrizität binden und + Elektrizität abstoßen. Wären nun die Quadranten I und III geerdet, so würde die + Elektrizität abfließen und die Nadel könnte ungehindert in ihre Nullage zurückkehren. Nun ist aber die Erdung der Quadranten I und III aufgehoben worden, ehe die Nadel die Nullage erreicht hatte; die + Elektrizität kann folglich nicht abfließen und wird daher auf die + geladene Nadel eine abstoßende Rück-

wirkung ausüben. Ebenso einfach gestaltet sich die Erklärung, wenn die + geladene Nadel bei der Erdung der Quadranten eine Lage hatte, die negativer Quadrantenladung entsprach; d. h. wenn sie sich auf die Quadranten zu bewegt hatte. Die von der + geladenen Nadel abgestoßene + Elektrizität ist dann bei der Erdung abgeleitet worden; die — Elektrizität, die während der Erdung der Quadranten auf diesen durch die + Elektrizität der Nadel gebunden war, wird nun, wenn durch die Rückkehr der Nadel gegen die Nullage die Überdeckung der Quadranten I und III durch dieselbe immer kleiner wird, teilweise frei. Da aber die Erdung der Quadranten I und III aufgehoben ist, so kann sie nicht zur Erde abfließen; sie wird daher auf die + geladene Nadel eine anziehende Wirkung ausüben und sie nicht vollkommen in ihre Nullage zurückkehren lassen.

Als notwendige Folgerungen aus diesen Tatsachen ergeben sich die folgenden Regeln für die Kapazitätsbestimmungen:

a) „Man darf die Erdung des Elektrometers nur in dem Augenblicke aufheben, in dem die Nadel die Nullage passiert oder ruhig in derselben steht."

b) „Man darf eine Ladeteilung nur dann ausführen, wenn die Nadel sich nicht mehr bewegt." (Kommt für mehrfache Ladeteilung in Betracht.)

3. Isolationsverluste stellen eine weitere Fehlerquelle dar. Um sie zu vermeiden wurde folgendermaßen verfahren: Sollte z. B. nach einer Ladeteilung der Ausschlag mit Berücksichtigung der Verluste festgestellt werden, so wurde zunächst die Zeit gemessen, die von der Ladeteilung bis zu dem Augenblick, in dem die Nadel wieder ruhig stand, verstrich. Es waren das gewöhnlich 2 Minuten. Hierauf wurde während weiterer 4—5 Minuten das Zurückgehen des Ausschlages beobachtet,

wodurch man den minutlichen Rückgang infolge der Isolationsverluste erhielt. Dieser wurde nun zu dem zuerst abgelesenen Wert so oft addiert, als Minuten zwischen Ladeteilung und Ablesung verstrichen waren; hier also in der Regel zweimal.

4. Das Kriechen des Nullpunktes kann oft eine Quelle ziemlich großer Meßfehler werden. So zeigte sich hier, daß Messungen, während welcher eine Verlegung des Nullpunktes um mehr als 3—4 mm stattgefunden hatte, unbrauchbar waren, da ihre Resultate zu sehr von denen abwichen, die man durch Messungen erhalten hatte, bei denen der Nullpunkt seine Lage gar nicht oder nur wenig geändert hatte. Der Grund hierfür ist, wie auch durch besondere Versuche direkt nachgewiesen wurde, darin zu suchen, daß sich in diesen Fällen die Verschiebung des Nullpunktes nicht gleichmäßig über die Zeit des Versuches erstreckte. Wenn dagegen die Verschiebungen nur klein waren, so genügte es linear zu interpolieren, um ihre Wirkung unschädlich zu machen. Zu diesem Zwecke war es nötig den Nullpunkt vor und nach jedem Versuche abzulesen.

5. Die Stellung der Apparate gegeneinander ist zu beachten, da durch Annähern eines geerdeten Teiles des einen Apparates an einen Ladung führenden eines anderen dessen Kapazität vergrößert wird.

6. Von Wichtigkeit ist endlich die Verwendung einer Elektrometereichkurve, die auf eine dem Verfahren bei der Kapazitätsmessung möglichst entsprechende Art und Weise aufgenommen wurde. So gab hier eine Eichkurve, die in der Weise ermittelt worden war, daß zwischen je zweien ihrer Punkte immer von neuem die Nullage bestimmt wurde, für die Kapazität einen Fehler bis zu 7 %. Richtige Werte dagegen lieferte eine Eichkurve, die in der Weise ermittelt wurde, daß die Nullage nur vor und nach jeder durchlaufenden Eichung

von 0—4 bezw. 4—0 Volt bestimmt wurde. Die Verschiebung der Nullage während der Eichung wurde dann der verstrichenen Zeit entsprechend auf die Eichpunkte linear verteilt. Die Konstante dieser bis 4 Volt vollständig geradlinig verlaufenden Eichkurve war, wie bereits bei der Beschreibung des Elektrometers mitgeteilt, 60,3 mm pro Volt. Der Grund für die Verschiedenheit der beiden Eichkurven ist in den elastischen Eigenschaften des Aufhängefadens zu suchen.

7. Eine Abhängigkeit der Kapazität des Elektrometers vom Ausschlage konnte, wenigstens innerhalb des hier benützten Bereiches des Ausschlages von $\pm 3\frac{1}{8}^0$, nicht wahrgenommen werden.

b) **Messung der Kapazitäten der verwendeten Apparate.**

1. Vergleich der Apparate untereinander (Ermittlung der Verhältniszahlen).

Zur besseren Erklärung des schon früher kurz beschriebenen Meßverfahrens folge hier zunächst das Schema einer Messung, wie es bei der Ladeteilung stets angewendet wurde; als Beispiel wurde eine Messung aus der Vergleichsreihe E gegen H_2 gewählt:

1. Nullpunkt zu Anfang des Versuches: 394,4 mm; Erdung aufgehoben und System geladen.

2. Nach 2 Minuten, die zur Beruhigung der Nadel nötig waren, V_0 abgelesen: $V_0 = 606$ mm; Ladeteilung vollzogen: Harms geerdet und dann wieder an das Elektrometer angeschlossen.

3. Nach wieder 2 Minuten 5 Minuten lang der Rückgang des Ausschlages infolge der Isolationsverluste beobachtet:

0. 475,2	3. 475,1
1. 475,2	4. 475,0
2. 475,1	5. 474,8.

4. System geerdet und nach 2 Minuten Nullpunkt nach dem Versuch abgelesen bei 396,3 mm.

5. Der Nullpunkt hat sich also während der Dauer des Versuches von 11 Minuten um + 1,9 mm verlegt. Nimmt man an, diese Verlegung verteile sich gleichmäßig auf die ganze Zeit des Versuches, so bekommt man für die Nullpunktsverschiebung pro Minute: $+\frac{1,9}{11}$ mm. Wir erhalten also die folgenden Ausschlagswerte:

a) $V_0 = 606 - \left[394,4 + 2 \cdot \frac{1,9}{11}\right] = 211,25$ mm,

b) $V_1' = 475,2 - \left[394,4 + 4 \cdot \frac{1,9}{11}\right] = 80,11$ mm.

Es ist das der erste der nach der Ladeteilung aufgenommenen Werte; der letzte dieser Werte ist:

c) $V_1'' = 474,8 - \left[394,4 + 9 \cdot \frac{1,9}{11}\right] = 78,85$ mm.

Die Verluste pro Minute sind dann gegeben durch:

d) $v = \frac{V_1' - V_1''}{5} = \frac{80,11 - 78,55}{5} = 0,252$ mm.

Es ist also die Spannung nach der Ladeteilung:

e) $V_1 = V_1' + 2 \cdot v = 80,11 + 2 \cdot 0,252 = 80,61$ mm.

(Hierzu kämen, wenn nötig, noch die Korrekturen infolge der Kontaktwirkung; vgl. hierzu S. 17.)

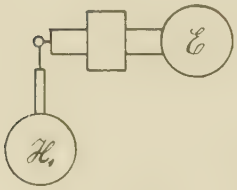
7. Das gesuchte Verhältnis wird, da die Eichkurve innerhalb des hier benützten Bereiches geradlinig:

$$\frac{V_1}{V_0 - V_1} = \frac{80,61}{211,25 - 80,61} = 0,617.$$

Es wurden nun die folgenden Vergleichungen vorgenommen:

α) Vergleichung des einen Harmsschen Kondensators mit dem Elektrometer (H_1, E).

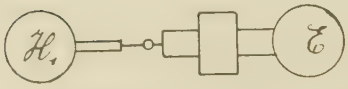
I. System:



a) E geerdet: $E = H_1 \cdot \frac{V_0 - V_1}{V_1}$

b) H_1 geerdet: $E = H_1 \cdot \frac{V_1}{V_0 - V_1}$.

II. System:



H_1 geerdet: $E = H_1 \frac{V_1}{V_0 - V_1}$.

β) Vergleichung des anderen Harmsschen Kondensators mit dem Elektrometer (H_2, E).

Genau wie die obige ausgeführt.

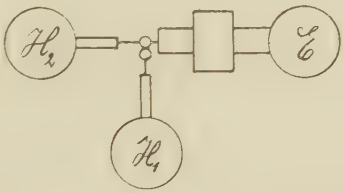
Die durch diese zwei Vergleichungen gewonnenen Verhältniszahlen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

	1. Vgl. H_1 mit E			2. Vgl. H_2 mit E		
	I. System		II. System	I. System		II. System
	a	b		a	b	
Ermittelte Einzelwerte für $\frac{V_1}{V_0 - V_1}$ und $\frac{V_0 - V_1}{V_1}$	0,539	0,537	0,543	0,619	0,615	0,620
	0,537	0,540	0,542	0,614	0,619	0,621
	0,536	0,535	0,542	0,619	0,616	0,621
	0,537	0,537	0,541	0,618	0,613	0,622
	0,536	0,540	0,543	0,618	0,617	0,618
	0,537	0,540	0,540	0,615	0,613	0,624
Größter Unterschied der Einzelwerte in %	0,60	0,93	0,55	0,80	0,98	0,97
Mittelwerte aus den einzelnen Reihen	0,537	0,538	0,542	0,617	0,616	0,621
Unterschiede zwisch. den Mittelwerten	0,19%			0,16%		
Gesamtmittelwerte	0,538		0,542	0,616		0,621

Die Unterschiede zwischen den Werten der Systeme I und II sind auf die verschiedene Stellung der Harmsschen Kondensatoren gegenüber dem Elektrometer zurückzuführen (vgl. auch S. 21). Es wurde diesem Umstande auch bei künftigen Vergleichungen Rechnung getragen.

γ) **Vergleichungen zur Kontrolle der unter *α)* und *β)* erhaltenen Werte.**

I. System:



$$H_1 \text{ geerdet: } \frac{H_1 + H_2 + E}{H_2 + E} = \frac{V_0}{V_1}.$$

Die Vergleichung ergab die Einzelwerte: 1,696; 1,682; 1,683; 1,683; 1,686; 1,682; größter Unterschied zwischen den Einzelwerten: 0,8 %; Mittelwert: 1,685. Berechnet man das Verhältnis $\frac{H_1 + H_2 + E}{H_2 + E}$ aus den unter *α)* und *β)* erhaltenen Verhältniszahlen, so erhält man:

$$\frac{H_1 + H_2 + E}{H_2 + E} = \frac{\frac{1}{0{,}538} + \frac{1}{0{,}621} + 1}{\frac{1}{0{,}621} + 1} = 1.712.$$

Die beiden Werte stimmen auf 1,6 % überein.

II. System: Wie vorhergehendes; nur H_1 und H_2 vertauscht. H_2 entladen: $\frac{H_1 + H_2 + E}{H_1 + E} = \frac{V_0}{V_1}$.

Durch die Versuche bestimmte Einzelwerte: 1,551; 1,551; 1,546; 1,547; 1,549; 1,548; größter Unterschied zwischen den Einzelwerten: 0,3 %; Mittelwert: 1,549.

Durch Rechnung aus den Werten von α) und β) erhält man:

$$\frac{H_1 + H_2 + E}{H_1 + E} = \frac{\frac{1}{0{,}542} + \frac{1}{0{,}616} + 1}{\frac{1}{0{,}542} + 1} = 1{,}570.$$

Die beiden Werte stimmen auf 1,35 % überein.

III. Aus I. und II. erhält man durch Division das Verhältnis $\frac{H_2 + E}{H_1 + E}$. Hierfür ergibt sich aus den direkt ermittelten Werten: $\frac{H_2 + E}{H_1 + E} = \frac{1{,}549}{1{,}685} = 0{,}919$; aus den Werten, die man rechnerisch aus den Versuchsresultaten von α) und β) erhalten hatte, ergibt sich hierfür: $\frac{H_2 + E}{H_1 + E} = \frac{1{,}570}{1{,}712} = 0{,}917$. Die beiden Werte stimmen auf 0,2 % überein. Die gute — innerhalb der Meßgenauigkeit liegende — Übereinstimmung der aus den Resultaten von α) und β) berechneten Größen mit den direkt bestimmten der Kontrollmessungen bietet eine Gewähr für die Richtigkeit der unter α) und β) ermittelten Verhältniszahlen.

δ) Vergleichung der verschiedenen Versuchsanordnungen mit H_1 und H_2.

Durch Ladeteilung wurden auch die verschiedenen Versuchsanordnungen mit den Harmsschen Kondensatoren verglichen. Zu diesem Zwecke wurden alle Bronsonwiderstände zunächst ohne aktiven Niederschlag in genau derselben Konfiguration aller Leiterteile, wie sie später verwendet wurden, angeordnet. Zur Kontrolle wurden dann hier meistens nach Aktivierung der polonisierten Platten Bestimmungen nach der von Regener[1])

[1]) Regener, Sitzungsber. d. K. Preuß. Akad. d. Wiss., 1909, 37 und 38.

angegebenen Methode durchgeführt. Die Resultate der beiden Methoden stimmten stets sehr gut überein. Die auf diese Weise bestimmten, für die hier dargestellten Versuche nötigen Kapazitätswerte sind am Ende des folgenden Abschnittes zu finden.

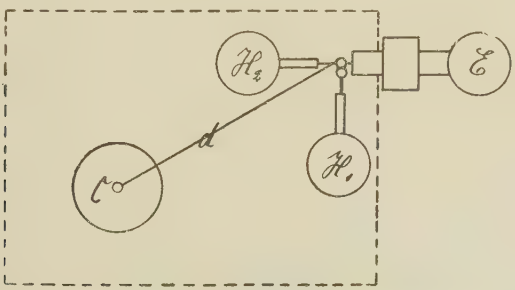
2. Absoluteichung.

Ursprünglich sollte der Edelmannsche Kondensator K von 3000 cm als Normale verwendet werden. Es wurde jedoch hiervon Abstand genommen, da infolge des starken Größenunterschiedes zwischen dieser Normalen und der Kapazität der abzugleichenden Systeme die bei den Messungen anzubringenden Korrekturen nahezu von derselben Größenordnung gewesen wären, als die in Betracht kommenden Ausschlagsdifferenzen.

Eine galvanometrische Messung mit Hilfe des Secohmmeters erschien wegen der unkontrollierbaren Isolationsverluste als ungeeignet

Es wurde daher der früher beschriebene (s. S. 12) Plattenkondensator C gebaut und mit ihm die Absoluteichung durchgeführt. Auch hier wurden wieder außer den nötigen Messungen Kontrollmessungen ausgeführt.

a) Vergleichung von ($H_1 + H_2 + E$) mit C: System:



Um die Kapazität des Zuleitungsdrahtes d zu eliminieren, wurden zwei Abgleichungen gemacht. Bei der

einen war er an C, bei der anderen an (H_1+H_2+E) befestigt, während er auf der anderen, jeweils lose aufliegenden Seite bei der Ladeteilung abgehoben wurde. Dieses Abheben erfolgte, um das System vor allen äußeren Einflüssen möglichst zu schützen, von dem Beobachtungstische aus mit Hilfe einer Schnurleitung. Das ganze System stand dabei unter dem schon früher erwähnten Drahtnetzkäfig, dessen Grundriß in der obigen Skizze gestrichelt eingetragen ist. Zur Isolation gegen die Schnurleitung war d durch ein Bernsteinstück, an dem dann die Schnur befestigt war, geführt. Bei der ersten Abgleichung erhielt man nun durch Entladen von (H_1+H_2+E):

$$(H_1+H_2+E)=(C+d)\ \frac{V_0-V_1}{V_1};$$

die Einzelwerte von $\frac{V_0-V_1}{V_1}$ waren: 1,253; 1,252; 1,251; 1,256; 1,254; 1,261; 1,255; 1,253; 1,262; größter Unterschied: $0{,}88\,^0/_0$; Mittelwert: 1,255. Die zweite Abgleichung ergab bei Erdung von $[(H_1+H_2+E)+d]$:

$$[(H_1+H_2+E)+d]=C\ \frac{V_0-V_1}{V_1};$$

die Einzelwerte von $\frac{V_0-V_1}{V_1}$ waren hier: 1,316; 1,329; 1,319; 1,329; 1,321; 1,329; größter Unterschied: $0{,}98\,^0/_0$; Mittelwert: 1,324.

Durch Vereinigung der beiden Abgleichungsresultate erhielt man: $(H_1+H_2+E)=1{,}293\ C$.

β) Kontrollmessungen:

1. Vergleichung von (H_1+E) mit $(C+d)$.

Die Stellung der Apparate war wie vorhin, um die Kapazität des Zuleitungsdrahtes d nicht zu ändern. Nur wurde H_2 einige Millimeter weit abgerückt und dadurch die Verbindung zwischen ihm und dem übrigen System

gelöst. Die Ladeteilung wurde durch Abheben des Drahtes d von $(H_1 + E)$ und Erdung von $(H_1 + E)$ ausgeführt:

$$(H_1 + E) = \frac{V_0 - V_1}{V_1} \cdot (C + d).$$

Der Versuch ergab für $\frac{V_0 - V_1}{V_1}$ die Einzelwerte: 0,802; 0,802; 0,802; 0,798; 0,803; größter Unterschied: 0,5%; Mittelwert: 0,801. Nun erhält man aber aus der Abgleichung: $(H_1 + H_2 + E) = (C + d) \cdot 1{,}255$ und aus früheren Beziehungen:

$$\left(\frac{1}{0{,}538} + \frac{1}{0{,}621} + 1\right) \cdot E = 1{,}255\,(C + d)$$

$$4{,}469 \cdot E = 1{,}255\,(C + d)$$

$$(H_1 + E) = 4{,}469 \cdot E - H_2 = 4{,}469 \cdot E - \frac{1}{0{,}621} \cdot E$$

$$(H_1 + E) = 2{,}859 \cdot E = 1{,}255\,\frac{2{,}859}{4{,}469}\,(C + d)$$

$$(H_1 + E) = 0{,}803\,(C + d).$$

Dieser Wert stimmt mit dem bei der Kontrollmessung erhaltenen auf 0,25% überein.

2. Als weitere Kontrolle wurde auch noch die Vergleichung von $(H_2 + E)$ mit $(C + d)$ durchgeführt. Das System war entsprechend dem unter 1; nur daß jetzt H_1 statt H_2 etwas abgerückt wurde. Für $\frac{V_0 - V_1}{V_1}$ erhielt man die Werte: 0,753; 0,724: 0,709; 0,712; 0,742; 0,775; 0,716; 0,734; 0,719; größter Unterschied 9%. So groß, da hier sehr schwankende und daher nicht mit Sicherheit zu korrigierende Kontaktstörungen auftraten, die sich nicht beseitigen ließen. Mittelwert: 0,732. Der aus früheren Beziehungen gerechnete Wert wird hier 0,733; die beiden Werte stimmen also auf 0,14% überein.

Diese Kontrollversuche bieten nicht nur für die Richtigkeit der Absoluteichung eine Gewähr, sondern

sie sind zugleich eine Kontrolle für die früheren Vergleichungen.

γ) Aus den vorliegenden Bestimmungen läßt sich nunmehr die Kapazität von H_1, H_2 und E berechnen. Es erfolge zunächst die Ermittlung von H_2.

Wir hatten: $(H_1 + H_2 + E) = 1{,}293 \cdot C$; $H_1 = \frac{1}{0{,}538} \cdot E$ und $E = 0{,}621 \cdot H_2$; also $H_1 = \frac{0{,}621}{0{,}538} \cdot H_2 = 1{,}154 \cdot H_2$; endlich $C = 85{,}78$ cm.

Durch Einsetzen in die erste Gleichung erhält man: $(1{,}154 + 1 + 0{,}621) \cdot H_2 = 1{,}293 \cdot 85{,}75$ cm, $H_2 = 39{,}97$ cm $\pm$ 0,28 cm ($\pm$ 0,7%), wie durch eine genaue Fehlerberechnung ermittelt wurde.

Hierfür erhielt man später nach Einbauen eines neuen Bernsteins — der alte war zerbrochen worden — $H_2 = 40{,}2$ cm.

Eine noch spätere Eichung von H_2 durch Herrn Diplomingenieur Leonhard Heis auf eine andere äußerst zuverlässige Methode lieferte:

$$H_2 = 39{,}8 \text{ cm} \pm 0{,}2 \text{ cm} \quad (\pm 0{,}5\%).$$

Die beiden Werte 40,2 cm und 39,8 cm stimmen auf 1% überein (entsprechend der Fehlergrenzen dürfen sie um 1,2% maximal differieren). Der Mittelwert aus beiden wird unter Berücksichtigung der Genauigkeit:

$$H_2 = \frac{\frac{1}{0{,}7^2} \cdot 40{,}2 + \frac{1}{0{,}5^2} \cdot 39{,}8}{\frac{1}{0{,}7^2} + \frac{1}{0{,}5^2}} = 39{,}93 \text{ cm}$$

$H_2 \doteq 39{,}9$ cm.

Zu erwartender Fehler:

40,20	$\Delta = +0{,}27$	$\Delta^2 = 0{,}0729$	
39,80	$-0{,}13$	0,0169	wegen der Gewichte der Messungen doppelt genommen
Mittel 39,93		0,0169	
		$S = 0{,}1067$	$\left(\frac{49}{25} \doteq 2\right)$

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{0{,}1067}{2}} = \pm 0{,}231.$$

$$E = \frac{0{,}231}{\sqrt{3}} = \pm 0{,}133 \doteq \pm 0{,}14 \text{ cm; also}$$

$$H_2 = 39{,}9 \text{ cm} \pm 0{,}14 \text{ cm } (\pm 0{,}4\,\%).$$

Der Harmssche Kondensator H_2 diente dann für alle weiteren Kapazitätsbestimmungen als Vergleichsnormale. Bei den bisher aufgeführten Vergleichungen besaß er noch den ersten Bernstein. Für seine Kapazität während dieser Zeit bekommt man:

$$H_2 = 39{,}97 \frac{39{,}9}{40{,}2} = 39{,}67 \text{ cm}.$$

Damit wird dann:

$$H_1 = 1{,}154 \cdot H_2 = 1{,}154 \cdot 39{,}67 = 45{,}78 \text{ cm}$$
$$E = 0{,}621 \cdot H_2 = 0{,}621 \cdot 39{,}67 = 24{,}64 \text{ cm}.$$

Dieser letzte Wert wurde nach einer kleinen Änderung am Erdschlüssel: E = 26,51 cm.

δ) Mit Hilfe der Harmsschen Kondensatoren H_1 und H_2 wurden dann die Kapazitäten der Versuchsanordnungen bestimmt. Die zu den hier dargestellten Versuchen nötigen Werte sind:

a) Anordnung 1,a (Kugel):
Kapazität = 45,01 cm.

b) Anordnung 3,a (B_1 und B_3).

Die Kapazitäten für die verschiedenen ausgeführten Schaltungen sind (die ( ) Werte gelten für Versuche mit Voltaëffekt):

1. B_1 allein; Kapazität = 65 cm.
2. B_3 Platte; „ = 55,6 cm (55 cm)
(dasselbe für B_3 und B_1 hintereinander).
3. B_3 Auffänger; Kapazität = 59,5 cm (57 cm)
(dasselbe für B_3 und B_1 gegeneinander).
4. B_1 || Platte B_3; Kapazität = 77 cm (76 cm).
5. B_1 || Auffänger B_3; Kapazität = 80,3 cm (78 cm).

II. Hauptversuche (Untersuchung der Bronsonwiderstände).

a) Art der Ausführung und Auswertung der Versuche.

Die Versuche wurden stets so ausgeführt, daß die Anordnung durch Verbindung mit dem einen Pole einer Spannungsquelle (Akkumulatoren oder Elemente) auf dessen Potential geladen wurde. Der andere Pol der Spannungsquelle lag dabei an Erde. Bei einem Zeichen der Signaluhr wurde dann die Verbindung zwischen Spannungsquelle und Versuchsanordnung gelöst und die zeitliche Abnahme des Ausschlages aufgenommen. Die Ausschlagswerte in mm wurden dann mit Hilfe der Spannungsempfindlichkeit des Elektrometers (die, wie hier erwähnt sei, im Verlaufe der Versuche des öfteren kontrolliert wurde); also durch Multiplikation mit

$$\frac{1}{60{,}3 \cdot 300} = 5{,}53 \cdot 10^{-5}$$

in elektrostatische Spannungseinheiten umgerechnet. Als Nullage für die Bestimmung der Ausschlagswerte diente hierbei die Ruhelage, die das Instrument bei aufgehobener Erdung einnahm und gegen die also auch die Abklingungskurven ausliefen (vgl. z. B. Fig. 4). Diese war stets ein wenig von der Ruhelage bei Erdung verschieden. Der Unterschied zwischen beiden war zwar bei den verschiedenen Versuchsanordnungen verschieden; für diese jedoch (außer bei der Anordnung mit Voltaëffekt [s. S. 54], bei der die Werte für nicht polonisierte Platte genommen werden mußten) für polonisierte und nicht polonisierte Platten derselbe, so daß er wohl auf die Isolationen sowie auf Kontaktwirkungen zurückzuführen sein wird. Eine experimentelle Beseitigung dieses übrigens stets kleinen und daher unschädlichen Unterschiedes gelang nicht. Bei der Kugel betrug er etwa $+3$ mm $= +0{,}166 \cdot 10^{-3}$ elst. Einheiten. In Fig. 4 sind die zeitlichen Abklingungskurven für Kugel, trockene Luft bei einem Drucke

$p = 75$ mm Hg, für + und — Ladung dargestellt, wie sie sich auf die eben beschriebene Weise direkt aus den abgelesenen Werten ergeben. Die vollständige Auswertung der Versuche wurde in Tabellen zusammengestellt, von denen einige typische und wichtige beiliegen (vgl. am Schlusse der Arbeit). Für sie gilt die folgende Erläuterung:

1. In der ersten Rubrik ist der in dem Apparat herrschende Gasdruck (p) in mm Hg sowie, wo nötig, die Art der Schaltung angegeben.

2. In der zweiten die Zeit (T) in Minuten. Statt der Zeit 0 findet man hier den Wert 2,75 Sekunden. Es ist das der Zeitverlust, der sich für die erste Ablesung infolge der Trägheit der Elektrometernadel einstellt: Die Nadel wird bei der Trennung der Versuchsanordnung von der Spannungsquelle nicht sofort die der Entladungsgeschwindigkeit entsprechende Winkelgeschwindigkeit annehmen, sondern dazu einige Zeit benötigen. Die von der Nadel angezeigte Spannungskurve wird infolgedessen etwas hinter der tatsächlichen zeitlich zurückbleiben und zwar wird diese zeitliche Differenz während der ganzen Versuchsdauer dieselbe bleiben. Es wird also die aufgenommene Abklingungskurve denselben Verlauf wie die tatsächliche zeigen, sowie man ihren Anfangspunkt um diese zeitliche Differenz verschiebt; vgl. Fig. 4, wo für + Ladung der tatsächliche zeitliche Verlauf der Spannungskurve strichpunktiert eingezeichnet wurde. Dieser zeitliche Unterschied oder Zeitverlust errechnet sich folgendermaßen mit einer von H. Diplomingenieur Heis anläßlich seiner eigenen Versuche aufgestellten, bisher noch nicht veröffentlichten und von mir hier mit seiner Erlaubnis verwendeten Formel:

$$\text{Zeitverlust: } t' = \frac{2\,T \cdot \Lambda}{\pi^2 + \Lambda^2};$$ dabei ist: $T = \frac{1}{2}$ beobachtete Schwingungsperiode; $\Lambda =$ natürliches logarithmisches Dekrement.

Ähnliche Betrachtungen über die Wirkung der Trägheit der Elektrometernadel wie Heis stellte auch H. Benndorf[1]) in einer inzwischen erschienenen Arbeit an. $A \cdot T_0$ (S. 1178) ist hier das, was Heis mit Zeitverlust t' bezeichnet:

Es ist $A = \frac{\Lambda}{\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Lambda^2}{\pi^2}}}$ und $T_0 =$ Schwingungsperiode bei ausgeschalteter Dämpfung;

$$T_0 = T' \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Lambda^2}{\pi^2}}} = 2\,T \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Lambda^2}{\pi^2}}};\ \text{also:}$$

$$AT_0 = \frac{\Lambda}{\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Lambda^2}{\pi^2}}} \cdot 2 \cdot T \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Lambda^2}{\pi^2}}} = \frac{2T\Lambda}{\pi^2+\Lambda^2} = t'.$$

Hier ist nun:

$T = 13{,}3$ Sek.

$\Lambda = 1{,}026$ und somit:

$$t' = \frac{2 \cdot 13{,}3 \cdot 1{,}026}{\pi^2 + 1{,}026^2} = 2{,}75 \text{ Sek.}$$

Für die Gültigkeit der Heisschen Formel besteht die Bedingung: Beobachtungsdauer > 2 bis $3 \times T$. Diese Bedingung ist aber hier überall erfüllt, da die kleinste tatsächliche Beobachtungsdauer 0,5 Minuten beträgt. Zwischenwerte, wie 0,25; 0,75; $\frac{1}{6}$ u. s. w. Minuten sind durch Aufzeichnen der zeitlichen Abklingungskurven, wobei der erste Punkt bei 2,75 Sek. eingetragen wurde, graphisch gewonnen.

3. An dritter Stelle steht die Spannung E in 10^{-3} elstat. Einheiten (also $E \cdot 10^3$).

---

[1]) H. Benndorf, Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss., Wien, Bd. CXVIII, Abt. II, a, S. 1173 u. f., Okt. 1909.

4. Dann folgt mit Hilfe der Werte der beiden vorhergehenden Rubriken gerechnet die mittlere sekundliche Spannungsänderung $\frac{dE}{dT}$ von je einem Werte der dritten Rubrik bis zu dem nächstfolgenden in 10^{-6} elstat. Spannungseinheiten pro Sekunde $\left(\frac{dE}{dT} \cdot 10^6\right)$.

5. Hierauf folgt die zu dieser mittleren Spannungsänderung gehörige Spannung, als die man mit hinreichender Genauigkeit die Mittelwerte aus je zwei aufeinanderfolgenden Spannungswerten (Rubr. 3) betrachten kann ($E_m \cdot 10^3$).

6. In der nächsten Rubrik stehen diese Spannungswerte in Volt umgerechnet ($Volt_m$).

7. Dann folgt der sekundliche Spannungsabfall, wie er sich für die besonders bestimmten Isolationsverluste ergibt; ebenfalls in 10^{-6} elst. Spannungseinheiten pro Sek. $\left[\left(\frac{dE}{dT}\right)_v \cdot 10^6\right]$.

8. Diese Rubrik zeigt dann die sekundliche Spannungsänderung nach Berücksichtigung der Verluste

$$\left(\left[\frac{dE}{dT} \pm \left(\frac{dE}{dT}\right)_v\right] \cdot 10^6\right).$$

9. Hier ist die Kapazität C der jeweiligen Anordnung in cm eingetragen. Es wurde je nach Bedarf die Kapazität der engeren Anordnung (Bronsonwiderstand + Elektrometer; s. S. 31) durch Hinzuschalten eines Harmsschen Kondensators oder der Edelmannschen Kapazität von 3000 cm vergrößert, um nicht zu schnellen Abfall der Spannung zu bekommen. In Rubrik 9 ist nun stets die Kapazität der gesamten Anordnung einschließlich Hilfskapazität eingetragen (C cm).

10. Aus dieser und den Werten der Rubrik 8 rechnet sich dann der Ionisationsstrom (Entladungs- oder bei

Voltaëffekt eventuell auch Aufladungsstrom) in elstat. Mengeneinheiten pro Sekunde. Diese Stromwerte sind in Rubrik 10 in 10^{-2} elstat. Mengeneinheiten pro Sekunde eingetragen ($I_i \cdot 10^2$).

11. In der folgenden Rubrik sind dann diese Werte durch Multiplikation mit $333 \cdot 10^{-12}$ in Ampère umgerechnet. Eingetragen sind hier die Werte in 10^{-11} Ampère (Ampère $_i \cdot 10^{11}$).

12. Hierauf folgt der Innenwiderstand in $10^9\ \Omega$; gerechnet aus den Werten der Rubriken 6 und 11 ($\Omega_i \cdot 10^{-9}$).

13. Die vorletzte Rubrik enthält den Gesamtstrom in 10^{-11} Ampère (also ohne Berücksichtigung der Isolationsverluste) (Ampère $_g \cdot 10^{11}$).

14. Die letzte den Gesamtwiderstand in $10^9\ \Omega$ ($\Omega_g \cdot 10^{-9}$).

Diese beiden letzten Werte sind meistens nur da gerechnet worden, wo ein Vergleich zwischen ihnen und den Werten mit Berücksichtigung der Verluste (11 und 12) von Interesse war.

Die Werte der Tabellen sind dann graphisch aufgetragen worden und zwar zunächst für jeden Entladungsversuch: Strom in 10^{-11} Ampère oder auch Strom in 10^{-11} Ampère und Widerstand in $10^9\ \Omega$ abhängig von der Spannung in Volt.

Aus diesen Kurven sind dann öfters andere Kurven abgeleitet worden, deren Werte dann auch in besondere Tabellen eingetragen wurden.

b) Untersuchung der einzelnen Bronsonwiderstände.

1. An erster Stelle stehen die mit der Kugel ausgeführten Versuche, da diese hinsichtlich der Durchstrahlung der Gase den allgemeinsten der hier behandelten Fälle darstellt: Bei Atmosphärendruck wird die Strahlung in der Nähe der Platte absorbiert. Sie kann sich also voll-

ständig frei in dem Gasraum entwickeln. Erst bei tieferen Drucken gelangen die Strahlen, deren Absorption ja proportional dem herrschenden Drucke[1]), an die Gefäßwand; dann tritt der Fall vollständiger Durchstrahlung ein, wie wir ihn bei den beiden anderen Apparaten schon von Anfang an haben. Die Versuche wurden mit trockener Luft, trockener Kohlensäure, feuchter Luft und feuchter Kohlensäure als Füllgasen angestellt. Das Trocknen der Gase geschah jeweils durch eine Chlorkalziumvorlage; ihre Sättigung mit Wasserdampf wurde dadurch erreicht, daß man sie zunächst beim Einströmen in die vorher evakuierte Kugel durch Wasser hindurchperlen ließ und daß man ferner an Stelle des Trockengefäßes ein mit Wasser gefülltes Gefäß an die Rohrleitung anschmolz. Bei den Versuchen mit feuchten Gasen wurden außer der Versuchsreihe bei abnehmendem Drucke noch einige Versuche bei ansteigendem Drucke angestellt. Diese letzteren Versuchswerte stimmten gut mit den ersteren überein, was eine Gewähr dafür ist, daß der Feuchtigkeitsgehalt der Gase stets derselbe war. Und zwar entsprach er der Sättigung bei der betreffenden Temperatur, was daraus hervorgeht, daß nach jeder Druckverminderung der Strom eine zeitlang anstieg, bis er den dem betreffenden Druck entsprechenden Wert erreicht hatte; es war eben infolge des Evakuierens eine Molisierung der Ionen durch Kondensation eingetreten, die erst dann aufhörte, wenn der Feuchtigkeitsgehalt des Gases wieder der Sättigung entsprach.

Aufgeladen wurde das System mit Hilfe eines Doppelakkumulators auf $\pm$ 4 Volt.

Zusammengestellt sind die Versuchsresultate in den Tabellen 1—26; hier liegen bei: 23—26. Die zugehörigen graphischen Darstellungen sind in Fig. 5—10 zu finden.

---

[1]) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 174.

Es wurden hier zunächst für jeden Druck abhängig von der Spannung für + und — Ladung Strom (I) und Widerstand (R) aufgetragen. Die Bezeichnungen sind: $\overset{+}{I}$ und $\overset{+}{R}$ für + Ladung; $\overset{-}{I}$ und $\overset{-}{R}$ für — Ladung. Von diesen Figuren — 49 an der Zahl — liegen nur zwei charakteristische bei (Fig. 5 und 6).

Aus den Werten der Kurven I und R abhängig von der Spannung für die vier verschiedenen Füllungen wurden dann Kurven abhängig vom Druck für konstante Spannungswerte abgeleitet. Und zwar für $\overset{+}{I}$ und $\overset{-}{I}$ sowie $\overset{+}{R}$ und $\overset{-}{R}$ bei 3 Volt (Fig. 7 und 8), ferner $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ für 1, 2 und 3 Volt (Fig. 9) und endlich die Neigung von $\overset{+}{R}$ und $\overset{-}{R}$ für 2 Volt (Fig. 10). Die letztere wurde dadurch gewonnen, daß man bei 2 Volt eine Tangente an die Widerstandskurve — soweit diese nicht schon selbst geradlinig verlief — legte und dann deren Neigung bezw. die der Widerstandsgeraden selbst in Zehnteln bestimmte (es entsprechen also diese Werte dem $10 \cdot \frac{d\,R}{d\,V}$ für 2 Volt). Dazu mußten natürlich alle in Betracht kommenden Kurven auf denselben Maßstab reduziert werden. Es war das der Maßstab: 1 Volt = 5 cm und $100 \cdot 10^9\,\Omega = 2$ cm. Für diesen Maßstab allein gelten die Werte der Neigung in Zehnteln.

Die Werte der abgeleiteten Kurven sind in den Tabellen 23—26 zu finden. In diesen Tabellen sind in den letzten vier Rubriken auch die Vorzeichen von $\frac{d^2y}{dx^2}$ für $\overset{+}{I}$, $\overset{-}{I}$; $\overset{+}{R}$, $\overset{-}{R}$ eingetragen. Wenn dieses +, so ist die betreffende Kurve konvex, wenn —, konkav gegen die X-Achse (Volt) gekrümmt. Für $y'' = 0$ ist auch die Krümmung = 0 und somit die betreffende Kurve geradlinig.

Endlich ist in diese Tabellen in Rubrik 2 außer dem herrschenden Druck noch das Datum des jeweiligen Versuches eingetragen worden, um zu zeigen, daß die zu graphischen Darstellungen zusamengefaßten Versuche stets in 2—3 aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführt wurden, um eine Korrektur infolge des zeitlichen Abklingens des Poloniumpräparates überflüssig zu machen. Dasselbe gilt für alle späteren derartigen Versuchsreihen.

Im großen und ganzen ist der Verlauf der Kurven bei allen vier Füllungen sehr ähnlich, weshalb auch nicht für alle Füllungen Figuren beigegeben wurden. Aus den beiliegenden Figuren und den Tabellen ist zu ersehen:

a) Der Widerstand abhängig von der Spannung nimmt bei hohen Drucken ab, bei geringen dagegen zu (Fig. 10). Der Grund hierfür ist der folgende: In dem ersten Falle haben wir, da die α-Strahlen, deren Reichweite für Polonium 3,86 cm ist, alle in der Nähe der polonisierten Platte absorbiert werden, die von Child und Rutherford behandelte Oberflächenionisierung (vgl. S. 7). Die hier gewonnenen Resultate stimmen mit den von Rutherford an einem Plattenkondensator ausgeführten Versuchen überein. Im zweiten Falle dagegen, bei den geringeren Drucken, macht sich bereits die Sättigung geltend und es muß daher der Widerstand mit zunehmender Spannung zunehmen; bei reinem Sättigungsstrom wird er proportional der angelegten Spannung anwachsen. Der Übergang von einem Zustand des Widerstandes in den anderen erfolgt stetig und es gibt also auch einen Druck, bei dem die Widerstandskurve die Neigung 0 hat; d. h. R eine konstante Größe ist. Für diesen Fall ist dann die Stromkurve in ihrer Abhängigkeit von der Spannung eine Gerade; der Widerstand verhält sich bei diesem Drucke wie ein gewöhnlicher Ohmscher Widerstand. Ein wesentlicher Unterschied für das Verhalten von $\overset{+}{R}$ und $\overset{-}{R}$ besteht hier nicht; nur

ist die Neigung von $\overset{-}{R}$ stets ein klein wenig größer als die von $\overset{+}{R}$. Der Durchgang durch 0 erfolgt für beide bei demselben Drucke.

b) In Fig. 7 und 8 sind für zwei Füllungen $\overset{+}{I}$ und $\overset{-}{I}$ sowie $\overset{+}{R}$ und $\overset{-}{R}$ abhängig vom Gasdruck aufgetragen. Wir sehen hier, daß bei Atmosphärendruck der Strom $\overset{-}{I}$ größer ist wie $\overset{+}{I}$, daß bei abnehmendem Druck dieses Verhältnis allmählich sich umkehrt, also $\overset{+}{I}$ größer wie $\overset{-}{I}$ wird, und wie schließlich die beiden Kurven anscheinend bei ganz niedrigen Drucken in eine zusammenlaufen. In Wirklichkeit tritt hier nach dem Zusammenlaufen nochmals ein Überschneiden der beiden Kurven ein und zwar bei etwa 0,6 mm Hg (s. Tabelle 23). Es wird also hier wieder $\overset{-}{I} > \overset{+}{I}$. Dieser letzte Versuch mit ganz kleinen Drucken wurde nur bei trockener Luft ausgeführt; für die anderen Füllungen hätte sich, wie die weiter unten folgende Erklärung der Erscheinung zeigen wird, ein ähnliches Resultat ergeben. Das Verhältnis $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ ist für die vier Füllungen gerechnet und für zwei derselben in Fig. 9 für 1, 2 und 3 Volt abhängig vom Druck dargestellt worden. Der Verlauf auch dieser Kurven ist für alle vier Füllungen sehr ähnlich. Es ist aus ihm zu sehen, daß bei der größeren Spannung bei hohen Drucken auch die Unipolarität etwas größer ist. Bei Abnahme des Druckes kehrt sich dieses Verhältnis zunächst für eine kurze Strecke um, da das Überschneiden der drei Kurven bereits vor ihrem Durchgang durch den Wert 1 erfolgt; dieser findet aber trotzdem für alle drei bei nahezu demselben Drucke statt. Nach dem Durchgang entspricht

dann wieder der größeren Spannung die größere Unipolarität, bis sich bei kleineren Drucken die Kurven nochmals überschneiden, so daß also hier bei der kleineren Spannung die größere Unipolarität vorhanden ist. Bei ganz kleinen Drucken nähert sich $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ wieder dem Wert 1 und zwar bei der größeren Spannung schneller, als bei der kleineren. Verfolgt man die Kurven mit Rücksicht auf den Druck allein, so sieht man, daß bei den hohen Drucken $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}} < 1$; wir haben hier, wie schon erwähnt, Oberflächenionisation und Übereinstimmung mit den von Rutherford für einen Plattenkondensator gefundenen Resultaten. Bei abnehmendem Drucke entfernt sich $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ zunächst noch etwas mehr vom Werte 1, was seinen Grund jedenfalls darin hat, daß, wie Langevin[1]) fand, die Beweglichkeit des + Ions weniger stark wie die des — Ions bei Verringerung des Gasdruckes wächst. Nähert man sich später dem Drucke, bei dem der ganze Raum zwischen polonisierter Platte und Kugelwand vollständig durchstrahlt, also vollständig mit Ionen beiderlei Vorzeichens erfüllt ist, so bekommt man hier andere Verhältnisse als beim Plattenkondensator, wo für diesen Fall $\overset{+}{I} = \overset{-}{I}$ ist. Hier bei der Kugel überschneiden sich die Kurven von $\overset{+}{I}$ und $\overset{-}{I}$; $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ nähert sich nicht asymptotisch dem Werte 1, sondern geht durch diesen hindurch. Der Druck, bei dem dieses Überschneiden eintritt, liegt

[1]) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 48.

nahe bei dem Drucke, bei dem die α-Strahlen die Gefäßwand erreichen: Da die Reichweiten der Strahlen umgekehrt proportional dem Gasdrucke sind, so erhält man für diesen Druck:

$$p = 760 \text{ mm} \cdot \frac{\text{Reichweite der } \alpha\text{-Str. bei Atmosphärendruck}}{\text{Entfernung der Platte von der Gefäßwand}}$$

also für Luft hier angenähert:

$$p = 760 \ \frac{3{,}86}{13} = 225 \text{ mm Hg}.$$

Der Druck, bei dem das Überschneiden tatsächlich eintritt, ist 260 mm Hg (s. Fig. 7), also etwas größer. Die Unipolarität der Ströme wird nach dem Überschneiden umgekehrt, wie sie vorher war; es findet jetzt die Entladung des + geladenen Apparates schneller statt, als die des — geladenen. Dieses Resultat stimmt mit der von Heis durchgeführten Theorie (vgl. S. 8) überein. Streng gilt diese Theorie freilich nur bei Drucken bis herab zu 500 mm Hg, während bei den hier angestellten Versuchen infolge der Größe der verwendeten Kugel die vollständige Durchstrahlung und damit das Überschneiden der Stromkurven erst bei tieferen Drucken von etwa 150—250 mm Hg eintritt. Man wird aber trotzdem nicht fehl gehen, die Versuche durch die oben genannte Theorie zu erklären. In der Tat spricht hier der Umstand, daß der Maximalwert von $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ nach dem Durchgang durch 1 unabhängig von der Art der Füllung stets nahezu denselben Wert erreicht (vgl. Fig. 9), dafür, daß für dieses Auseinanderziehen der Stromkurven $\overset{+}{I}$ und $\overset{-}{I}$ in diesem Bereiche die Gestalt des Kondensators maßgebender sein muß, als die Unterschiede zwischen den Geschwindigkeiten der + und — Ionen; entgegen dem Resultat bei höheren Drucken (vor dem Überschneiden der beiden Stromkurven).

Bei noch kleineren Drucken dagegen gilt die Heissche Theorie nicht mehr; hier näherte sich auch tatsächlich von etwa 20 mm Hg an das Verhältnis $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ ziemlich schnell dem Werte 1, noch bevor sich eine Wirkung der positiven Selbstaufladung geltend machte, was dadurch erwiesen wurde, daß hier beim Einschalten des Magnetfeldes keine Änderung der Ströme auftrat.

Das nochmalige Überschneiden der Kurven bei kleinsten Drucken — unter 1 mm Hg — (vgl. Tabelle 23) ist auf die Selbstaufladung zurückzuführen, denn hier verschwindet der Unterschied zwischen den beiden Strömen beim Einschalten des Magnetfeldes. Bei den höheren Drucken hatte sich die Selbstaufladung nicht geltend machen können, da sie hier zu klein war im Verhältnis zu den Ionisationsströmen; bei diesen niedrigen Drucken dagegen bewirkt die + Aufladung eine Vergrößerung von $\overset{-}{I}$ gegenüber $\overset{+}{I}$. Diese Wirkung der Selbstaufladung wird natürlich unabhängig von der Art des Füllgases stets bei genügend kleinen Drucken eintreten, da sie ja, wie wir gesehen, ihre Ursache lediglich in der δ-Strahlung des Poloniums hat (vgl. S. 9).

Betrachten wir nochmals die Kurven I und R abhängig vom Druck für sich allein, so sehen wir, daß I bei abnehmendem Druck zunächst zunimmt, ein Maximum erreicht, um dann wieder gegen 0 hin abzunehmen. R verhält sich umgekehrt. Es nimmt zuerst mit abnehmendem Drucke ab und zwar erfolgt seine Abnahme von 700 mm bis etwa 450 mm nahezu geradlinig, entsprechend der nach Langevin linearen Zunahme der Ionenbeweglichkeiten bei abnehmendem Druck für diesen Bereich. Die Gesamtionisation bleibt nämlich in diesem Bereich konstant, da die α-Strahlen noch alle in dem durchstrahlten Gase vollständig absorbiert werden. Das Maximum

erreicht der Strom bei einem Drucke, der etwas geringer ist wie der, bei dem eben die α-Strahlen die Gefäßwand erreichen; so bei trockener Luft $\overset{+}{I}$ bei 170 mm Hg und $\overset{-}{I}$ bei 200 mm Hg; also im Mittel bei 185 mm Hg. $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$ war $= 1$ bei 260 mm Hg. Der Druck, bei dem die α-Teilchen die Gefäßwand erreichen (225 mm Hg), liegt also ziemlich genau zwischen diesen beiden Drucken.

c) Das Vorzeichen von $\frac{d^2y}{dx^2}$ von Strom- und Widerstandskurven ist — soweit diese überhaupt gekrümmt verlaufen — selbstverständlich entgegengesetzt. (Vgl. Tabellen 23—26.) Bei hohen Drucken ist es für den Strom $+$, für den Widerstand also $-$; bei geringen Drucken ist gerade das Umgekehrte der Fall. Bei einem mittleren Druck verlaufen I und R geradlinig; es ist das der schon oben erwähnte Druck, für den R = konstans ist; für ihn ist auch $\overset{+}{I} = \overset{-}{I}$, wie aus der folgenden Zusammenstellung zu ersehen ist:

Luft,	trocken:	R = konst. bei	275 mm; $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}} = 1$ bei	260 mm
„ ,	feucht:	R = „ „	285 mm; $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}} = 1$ „	275 mm
Kohlens.,	trocken:	R = „ „	185 mm; $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}} = 1$ „	180 mm
„ ,	feucht:	R = „ „	185 mm; $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}} = 1$ „	185 mm.

Die Unipolarität verschwindet also für unsere Kugel ziemlich genau bei dem Druck, bei dem sich die Kugel

wie ein gewöhnlicher Ohmscher Widerstand verhält; bei demselben Gase bei demselben Drucke unabhängig ob trocken oder feucht.

d) Vergleicht man endlich die Versuchswerte untereinander mit Rücksicht auf die Füllung, so sieht man, daß der Druck, für den $\frac{\overset{+}{I}}{\underset{-}{I}} = 1$, von dem Feuchtigkeitsgehalte zwar ziemlich unabhängig ist, aber bei der Kohlensäure entsprechend ihrem größeren Absorptionsvermögen geringer wie bei der Luft, da hier die α Strahlen erst bei kleinerem Drucke als bei der Luft an die Gefäßwand gelangen. Ebenso liegt der Maximalwert der Stromstärke bei Kohlensäure bei einem etwas tieferen Drucke als bei Luft. Seine Lage ist vom Feuchtigkeitsgehalte ebenfalls nahezu unabhängig; seine Größe dagegen bei dem feuchten Gas geringer als bei dem trockenen. Die folgende kleine Tabelle zeigt, daß das Verhältnis der Drucke der Luft, bei denen einmal $\frac{\overset{+}{I}}{\underset{-}{I}} = 1$ ist und das anderemal das Strommaximum erreicht wird, zu den entsprechenden Drucken der Kohlensäure nahezu konstant ist:

	Drucke für		
	$\frac{\overset{+}{I}}{\underset{-}{I}} = 1$	$\overset{+}{I}_{max}$	$\overset{-}{I}_{max}$
Luft, trocken:	260	170	200
Kohlensäure, trocken:	180	115	135
Verhältnis der Drucke:	1,44	1,48	1,48
Luft, feucht:	275	160	180
Kohlensäure, feucht:	185	108	130
Verhältnis der Drucke:	1,49	1,48	1,38

Der Mittelwert der Verhältniszahlen ist 1,46; er ist sehr nahe gleich dem reziproken Werte des Verhältnisses der Reichweiten in beiden Gasen. Nach Bragg und Kleemann[1]) erhält man hierfür:

$$\frac{7{,}58}{\sqrt{11{,}91}+2\sqrt{15{,}88}} = 1{,}51.$$

[Es ist das das Verhältnis der Summen der Quadratwurzeln aus den Gewichten der Atome, aus denen die Gasmoleküle zusammengesetzt sind. Für die Luft ist diese Summe nach den eben zitierten Autoren 7,58.]

Da, wie wir gesehen, das Strommaximum in der Nähe des Druckes liegt, bei dem die α-Strahlen eben die Gefäßwand erreichen, so ist für dieses Strommaximum der Ionisationsbereich der α-Strahlen noch beinahe vollständig ausgenützt und man darf deshalb erwarten, daß sich die Strommaxima nahezu wie die von Rutherford[2]) bestimmten Gesamtionisationen verhalten. Es ist das auch tatsächlich der Fall, wie die folgende Zusammenstellung zeigt:

	Ges. Ion	Trocken		Feucht	
		$\frac{+}{\text{Imax}}$	$\frac{-}{\text{Imax}}$	$\frac{+}{\text{Imax}}$	$\frac{-}{\text{Imax}}$
Luft	100	172 = 100	143,5 = 100	153 = 100	136 = 100
Kohlensäure	96	160 = 93	133 = 92,8	146 = 95,5	130 = 95,7

Für die Kohlensäure folgt aus den Versuchen noch besonders, daß auch für feuchte Kohlensäure das Verhältnis der Beweglichkeit der — Ionen (K_2) zu der der + Ionen (K_1) jedenfalls nicht kleiner als 1 sein kann, da sonst die für sie aufgenommenen Kurven entgegengesetzt verlaufen müßten, wie die für die anderen Fül-

[1]) W. H. Bragg u. R. D. Kleemann, Phil. Mag. 10, 318, 1905.
[2]) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 67.

lungen aufgenommenen, hinsichtlich des Unterschiedes von + und —. Unter der Annahme, daß sich bei Oberflächenionisation die Ströme bei der Kugel, ebenso wie beim Plattenkondensator nahezu wie die Ionenbeweglichkeiten verhalten, erhält man hier für den Druck: p = 700 mm Hg und 2 Volt (also Gefälle $\frac{2}{13}$ Volt):

$$\left.\begin{array}{l}\text{bei trockener Luft}\\ \text{„ feuchter „}\\ \text{„ trockener Kohlens.}\\ \text{„ feuchter „}\end{array}\right\}\frac{K_2}{K_1}=\left\{\begin{array}{l}1{,}30 \text{ statt } 1{,}375 \text{ nach Zeleny}^{1})\\ 1{,}11 \text{ „ } 1{,}10 \text{ „ „}\\ 1{,}11 \text{ „ } 1{,}07 \text{ „ „}\\ 1{,}02 \text{ „ } 0{,}915 \text{ „ „}\end{array}\right.$$

Man sieht, die Werte stimmen bis auf den für feuchte Kohlensäure gut mit den Zelenyschen überein.

2. Nach der Kugel wurde zunächst der dritte Widerstand (B_3) (s. Fig. 3 und 3, a) abhängig vom Druck bei Füllung mit trockener Luft untersucht (Tabellen 27—33; beiliegend 33; Kurven: Fig. 11). Wie bei der Kugel wurden hier zunächst für jeden Druck Strom und Widerstand abhängig von der Spannung aufgetragen. Von diesen Figuren — 11 an der Zahl — wurden keine beigegeben, da sie keinen Unterschied im Verlauf der Kurven gegenüber den entsprechenden bei der Kugel zeigten. Aus diesen Figuren wurden dann die in Tabelle 33 eingetragenen Werte entnommen und mit ihrer Hilfe Fig. 11 gezeichnet. Wir sehen hieraus, daß auch hier bei höheren Drucken eine schwache Unipolarität auftritt und zwar in dem Sinne, daß eine negative Ladung der polonisierten Platte schneller verschwindet als eine positive. Da hier wegen der Dimensionen des Apparates an eine der Oberflächenionisation entsprechende Erscheinung kaum zu denken ist, so wird die Erklärung für dieses Verhalten in der von Kleemann[2]) gefundenen Tatsache zu suchen sein, daß eine resultierende Be-

---

[1]) E. Rutherford, Die Radioaktivität, S. 47.

[2]) R. D. Kleemann, Proc. Roy. Soc. A. 83. p. 195, 1910.

wegung der von den α-Teilchen erzeugten Elektronen — also auch negativen Ionen — in der Richtung der α-Strahlung stattfindet. Findet nun diese Bewegung gegen die Richtung des elektrischen Feldes statt, so muß die Mehrzahl der — Ionen infolge des elektrischen Feldes umkehren und der von ihnen zu durchlaufende Weg wird dadurch größer, als wenn sie ihre anfängliche Bewegungsrichtung beibehalten könnten. Infolgedessen besteht dann eine erhöhte Möglichkeit der Wiedervereinigung und es wird folglich die Entladung der — geladenen Platte schneller erfolgen wie die der + geladenen. Bei geringeren Luftdrucken fällt diese Unipolarität allmählich weg, da hier infolge der zunehmenden Sättigung die Wiedervereinigung verschwindet. Mit zunehmender Spannung muß, solange noch keine Stoßionisation eintritt, der verhältnismäßige Unterschied zwischen $\overset{+}{I}$ und $\overset{-}{I}$ geringer werden, da die Umkehr auf einer kürzeren Strecke erfolgt. Es entspricht das tatsächlich den Versuchsresultaten (vgl. Tabelle 33 und auch 43). Der Sinn der hier beobachteten Unipolarität ist zwar derselbe wie bei der Kugel bei höheren Drucken. Der Einfluß der Spannung ist jedoch genau entgegengesetzt; ein Beweis dafür, daß man hier zwei verschiedene Erscheinungen vor sich hat. Bei umgekehrtem Anschalten des Widerstandes B_3, so daß also der Auffänger am Elektrometer lag, kehrte sich das Verhältnis $\frac{\overset{+}{I}}{\overset{-}{I}}$, wie zu erwarten, um. Im übrigen änderte sich der Verlauf der Kurven bei dieser Schaltung nicht. Von einem Druck von etwa 230 mm an sind die beiden Ströme gleich. Ein Überschneiden findet nicht statt, jedenfalls infolge der einem Plattenkondensator ähnlichen Form dieses Apparates (s. auch später S. 50). Zu beachten ist auch, daß der Strom zunächst bei abnehmendem Druck schwach zunimmt, um

erst später abzunehmen. Der Grund für den anfänglichen nahezu konstanten Verlauf der Stromkurve ist, daß nahezu in demselben Maße, wie hier die Zahl der erzeugten Ionen infolge der Abnahme des Druckes in dem von Anfang an ganz durchstrahlten Gasvolumen abnimmt, ihre Beweglichkeit wächst. Der Widerstand abhängig von der Spannung verläuft stets ansteigend. Die Stromkurven sind von Anfang an konkav gegen die Spannungsachse gekrümmt und der Widerstand dementsprechend anfangs konvex, später geradlinig (s. Tabelle 33).

3. Ähnliche Resultate wie B_3 lieferte auch der Bronsonwiderstand B_1, der anläßlich des im folgenden Abschnitt behandelten Zusammenschaltens der Bronsonwiderstände näher untersucht wurde. Auf Tabelle 43 und in Fig. 12 sind die diesbezüglichen Versuchsresultate dargestellt. Der Widerstand abhängig von der Spannung verhält sich hier wie bei dem vorhergehenden Apparate. Diese bei beiden Apparaten auftretende Abhängigkeit des Widerstandes von der Spannung im Verein mit der Beobachtung von Bronson[1]), daß sich bei seinem Widerstand der Proportionalitätsbereich für Spannung und Strom bei größerer Plattenentfernung verringerte (von 0—$3^1/_2$ auf 0—1 Volt bei Entfernungsänderung von 2 cm auf 2,7 cm), und endlich der Verlauf der Widerstandskurven bei der Kugel lassen darauf schließen, daß eine vollständige Proportionalität des Stromes mit der Spannung über einen größeren Spannungsbereich nur unter ganz besonderen Bedingungen eintritt, die jedenfalls mit der Gestalt des Apparates, der Intensität der Strahlung und mit der Stromintensität zusammenhängen. Der Strom nimmt bei diesem Apparat mit zunehmendem Druck ständig zu, was sich aus der

[1]) H. L. Bronson, Amer. Journal of Science, 19, S. 185—187, 1905.

geringen Entfernung der Platte von dem geerdeten Drahtnetz erklären läßt. Die Unipolarität der Ströme ist entsprechend der bei dem vorigen Apparate. Der Umstand, daß auch hier kein Überschneiden der Stromkurven oder von Anfang an eine Unipolarität im Heisschen Sinne eintritt, obwohl infolge der großen Nähe des Wandnetzes sicher das Feld von dem eines Plattenkondensators viel stärker abweicht, als bei B_3, legt die Vermutung nahe, daß außer der Gestalt des betreffenden Ionisationsgefäßes noch ein anderer Faktor mit maßgebend ist für die Unipolarität der Ströme. Vielleicht spielt hier das Verhältnis von Elektrodenabstand zu Ionengeschwindigkeit oder Ionenbeweglichkeit eine Rolle und tritt ein Überschneiden der Stromkurven und eine Unipolarität im Heisschen Sinne nicht ein, wenn dieses Verhältnis sehr klein ist. Dadurch würde sich auch erklären lassen, warum bei der Kugel bei tieferen Drucken das Verhältnis $\frac{+\,\mathrm{I}}{-\,\mathrm{I}}$ wieder $= 1$ wird und zwar bei höheren Spannungen schneller als bei kleineren und warum ferner bei den beiden letzten Apparaten (s. Tabellen 33 und 43) das Verhältnis $\frac{+\,\mathrm{I}}{-\,\mathrm{I}}$ mit zunehmender Spannung anwächst und dadurch dem Werte 1 näher kommt.

c) Zusammenschalten von Bronsonwiderständen.

1. Ohne Voltaëffekt.

Zu den Versuchen über das Zusammenschalten der Bronsonwiderstände ohne Voltaëffekt, zu denen die Apparate B_1 und B_3, wie bisher in der in Fig. 3 aufgezeichneten Ausführung, verwendet wurden, gehören die Figuren 13—16 und die Tabellen 34—42 (beiliegend: von 41 ein Teil und 42). In der Rubrik 1 ist hier überall, wie schon erwähnt, außer

dem Druck auch die Art der Schaltung eingetragen. Zur Erklärung ist noch folgendes nötig: Unter B_1 und B_3 gegeneinander ist zu verstehen: Auffänger von B_3 am Elektrometer; Platte von B_3 an B_1. Die Bezeichnung „gegeneinander" wurde für diese Schaltung gewählt, da hier der Gang der Strahlen in den beiden Apparaten entgegengesetzt ist. Aus den Versuchsresultaten ist zu ersehen, daß das Parallelschalten unter den hier gegebenen Bedingungen unabhängig von Spannung und Luftdruck stets ebenso durchzuführen ist, wie das Schalten gewöhnlicher Ohmscher Widerstände. Der bei Parallelschaltung aufgenommene Strom ist stets gleich der Summe der Einzelströme. Die Gleichung

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$$

ist also stets erfüllt. Getrübt wird dieses Resultat nur, wenn man bei Versuchen wie den vorliegenden die infolge der Trägheit der Nadel nötige Heissche Zeitkorrektur wegläßt und wenn man ferner den Isolationsverlust vernachlässigt in Fällen, wo er nicht sehr klein ist im Verhältnis zum Ionisationsstrom. So erhielt man beispielsweise bei den Versuchen ohne Voltaëffekt bei $p = 30$ mm Hg bei etwa 3 Volt (Tabelle 41 u. 42) für:

B_1:	Innenstrom (I_i)	1,06;	Gesamtstrom (I_g); ohne Berücks. d. Isol.-V.		1,13
B_3:	„	1,28;	„	„	1,35
$B_1//B_3$:	„	2,33;	„	„	2,42
$(B_1 + B_3)$:	„	2,34;	„	„	2,48.

Während der Fehler bei Berücksichtigung der Isolationsverluste weniger als $\frac{1}{2}$ % betrug, erreichte er im anderen Falle etwa $2\frac{1}{2}$ %. Von den hier durchgeführten Versuchen wurde einer in Fig. 13 graphisch — Strom abhängig von der Spannung — dargestellt.

Die doppelt bezeichneten Punkte sind durch Addition

der beiden Einzelströme gewonnen; die einfach bezeichneten stellen Versuchswerte dar.

Beim Hintereinanderschalten dagegen (Fig. 14 u. 15) erhält man für die Widerstandskurven abhängig von der Spannung nicht die Summe der Kurven der Einzelwiderstände. Die Erklärung hierfür liefert die folgende Betrachtung: Beim Parallelschalten hatten wir die Gleichung:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \text{ oder } \frac{1}{\frac{E}{I}} = \frac{1}{\frac{E}{i_1}} + \frac{1}{\frac{E}{i_2}};$$

ein Auftragen der Versuchswerte abhängig von der Spannung muß hier als Kurve für den Parallelschaltungsstrom I die Summe der Einzelströme i_1 und i_2 liefern, da zusammengehörige Werte von i_2, i_2 und I ja stets für ein und denselben Spannungswert E aufgenommen wurden und kein Grund einzusehen ist, warum ein Bronsonwiderstand bei Parallelschaltung mit einem anderen für dieselbe Spannung einen anderen Strom liefern sollte, als wenn man ihn allein an diese Spannung legt.

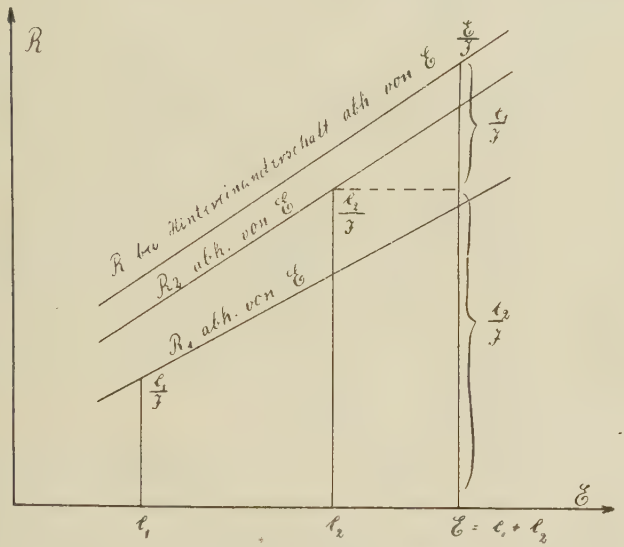
Für das Hintereinanderschalten haben wir dagegen die Gleichung

$$R = r_1 + r_2 \text{ oder } \frac{E}{I} = \frac{e_1}{I} + \frac{e_2}{I}.$$

Diese Gleichung ist, da ja E stets $= e_1 + e_2$, erfüllt, wenn I in den beiden hintereinandergeschalteten Widerständen dasselbe ist. Es ist das aber hier infolge der Konstruktion der Elektroden (nur unten polonisierte Platte in büchsenförmiger, sie umschließender Gegenelektrode), bei der der ganze Strom, der durch B_3 geht, abgesehen von den Isolationsverlusten an dem Isolationsstopfen des Auffängers von B_3 und an dem der Platte von B_1 auch durch B_1 muß, tatsächlich der Fall.

Wie die Gleichung und die beifolgende Skizze zeigt, kann aber die Widerstandskurve abhängig von der Span-

nung nur dann die Summe der Einzelwiderstände liefern, wenn die Widerstände von der Spannung unabhängige konstante Größen sind — also wie gewöhnliche Ohmsche Widerstände sich verhalten —, da hier die Werte für R, r_1 und r_2 nicht derselben Spannung, sondern drei verschiedenen Spannungen E, e_1 und e_2 entsprechen.



Dagegen muß ein Auftragen der Widerstände abhängig von dem in allen drei Brüchen gleichen I als Widerstandskurve für das Hintereinanderschalten die Summe der Einzelwiderstände liefern. Es ist das in der Tat auch der Fall, wie aus Fig. 16 zu ersehen. Der geringe Unterschied von etwa 3—4 % zwischen der aufgenommenen Kurve und der aus den Einzelwiderständen konstruierten Kurve ist auf die oben erwähnten Isolationsverluste zurückzuführen, die den Strom in dem zuerst angeschalteten B_3 — das ist aber der gemessene Strom — gegenüber dem Strom in B_1 etwas vergrößern, so daß also die Bedingung $I_1 = I_2$ nicht mehr streng erfüllt ist. Ein Strom gegen das Wandnetz

zeigte sich in B_3 in keiner Weise, wie durch gleichzeitiges Anschalten von Auffänger und Platte einmal vor und ein zweitesmal nach Aktivierung der letzteren nachgewiesen wurde.

Bei Sättigungsstrom, wo I eine von der Spannung unabhängige konstante Größe besitzt, erhält man für den Widerstand abhängig vom Strom eine Kurve, die für den der Sättigung entsprechenden Stromwert in eine vertikale Gerade übergeht. R kann dann für ein und denselben Strom I je nach der angelegten Spannung jeden beliebigen Wert annehmen. Für das Hintereinanderschalten erhält man bei Sättigung selbstverständlich den Strom des größeren der beiden Widerstände; d. h. abhängig von der Spannung dieselbe Widerstandskurve, wie für den größeren der beiden Widerstände — hier B_1 — allein (vgl. Fig. 15). Es liegt das im Wesen des Sättigungsstromes, der nicht dadurch beeinflußt wird, daß man die ihn erzeugende Spannung durch Davor- oder Dahinterschalten eines anderen Widerstandes etwas verringert.

Hintereinanderschalten und Gegeneinanderschalten zeigen, wie zu erwarten, stets dasselbe Resultat. Bei beiden Schaltungen wurde auch die Teilspannung aufgenommen; d. h. die Spannung, auf die sich das Elektrometer auflud, wenn man es zwischen beiden, an eine Spannungsquelle hintereinandergeschalteten Bronsonwiderständen anschloß. Diese Teilspannung war dann, wie hier nicht anders möglich, die Spannung, für welche B_1 allein denselben Strom lieferte wie das hintereinandergeschaltete System bei der Gesamtspannung. Bei der Spannung: (Gesamtspannung — Teilspannung) lieferte B_3 diesen Strom.

2. Mit Voltaëffekt.

Als letzte Versuchsreihe folgte das Zusammenschalten der beiden Widerstände mit Voltaëffekt in dem einen derselben und zwar in B_3. Während dieser Widerstand

bei allen bisherigen Versuchen die in Fig. 3 eingezeichnete, vollständig aus Messing gefertigte Elektrodenanordnung besaß, war jetzt das Polonium auf eine Kupferscheibe niedergeschlagen, die mit Hilfe eines aufgelöteten Ringes wie ein Deckel auf die bisher verwendete Messingplatte aufgeschoben wurde. Dieser Scheibe stand als Gegenelektrode eine Zinkplatte gegenüber von der Größe des Bodens des bisher benützten Auffängers. Die Spannung, bis zu der aufgeladen wurde, betrug bei diesen letzten Versuchen 5—6 Volt. Aus diesen Versuchen, die ebenfalls bei verschiedenen Drucken durchgeführt wurden (Tabellen 44—52; beiliegend: keine; Fig. 17 und 18), folgt, daß man auch hier bei Parallelschalten stets die Summe der Einzelströme erhält. Der Widerstand B_3 verhält sich dabei wie ein galvanisches Element, das man einem Ohmschen Widerstand parallel geschaltet hat: Legt man an das System eine Spannung, die höher ist, wie die Eigenspannung des Elementes, so wird durch das ganze System ein Strom im Sinne der angelegten Spannung fließen. In dem Momente, in welchem die angelegte Spannung ebenso groß ist, wie die des Elementes selbst, fließt nur durch den Widerstand ein Strom; die Wirkung des Elementes ist dann gerade kompensiert. Nimmt man endlich die angelegte Spannung selbst weg, so wird das Element für sich einen Strom durch den Widerstand senden und dabei einen Spannungsabfall erleiden.

Auch beim Hintereinanderschalten erhielt man eine geringere Aufladung, als für B_3 allein. Es kommt das daher, daß in diesem Falle der an B_1 liegende Pol von B_3 nicht das Potential 0, sondern ein davon verschiedenes hat und daß dementsprechend das entgegengesetzte Potential des am Elektrometer liegenden Poles gegen den Wert 0 verschoben wird. Diese Erscheinung trat beim Anschalten der polonisierten Platte an das Elektrometer in stärkerem Maße auf, als beim Anschalten der

Zinkplatte, was davon herrührt, daß die Zinkplatte nicht nur gegen die polonisierte Kupferplatte, sondern auch gegen das ständig geerdete Messingdrahtnetz einen Voltaeffekt aufweist, was bei der Kupferplatte jedenfalls nur in sehr geringem Maße der Fall ist. Aus eben demselben Grunde war auch beim Parallelschalten der Spannungsabfall für den + Pol von B_3 (Kupferplatte) größer als für den — Pol (Zinkplatte).

Aus den Versuchen mit Hintereinanderschalten ist ferner zu sehen, daß bei der jetzigen Anordnung noch weit weniger ein Widerstand sich zeigte, der abhängig von der Spannung aufgetragen gleich der Summe der Einzelwiderstände gewesen wäre. Es hat das seinen Grund in der hier verwendeten Elektrodenkonstruktion von B_3. Während bei den Versuchen ohne Voltaeffekt infolge der die polonisierte Platte vollständig umschließenden Gegenelektrode abgesehen von Isolationsverlusten der ganze durch B_3 fließende Strom auch durch B_1 mußte, ging hier ein Teil des Stromes an das geerdete Wandnetz über und nur der Rest durch den zweiten Widerstand. Der Widerstand beim Hintereinanderschalten abhängig von der Spannung lag deshalb hier verhältnismäßig noch viel tiefer; nämlich zwischen den beiden Einzelwiderständen. (Fig. 18). Wir hatten eben hier eigentlich ein System von drei Bronsonwiderständen, von denen der eine (polonisierte Kupferplatte-Wandnetz) den beiden anderen hintereinandergeschalteten (polonisierte Kupferplatte-Zinkplatte und B_1) parallel geschaltet war. In der Gleichung $\frac{E}{I} = \frac{e_1}{I_{(1)}} + \frac{e_2}{I_{(2)}}$ war jetzt zwar, wie bisher $E = e_1 + e_2$ und $I_{(1)} = I$; nicht aber $I_{(2)} = I$; die Gleichung war also nicht erfüllt. Dementsprechend lieferte auch hier das Auftragen der Widerstände abhängig vom Strom als Summe der Einzelwiderstände nicht den bei Hintereinanderschalten erzielten, sondern einen größeren

wie diesen. Man hätte hier z. B. für $p = 719$ mm Hg und für $I = 12 \cdot 10^{-11}$ Amp. erhalten:

$$R_1 = 50 \cdot 10^9 \, \Omega$$

$$R_3 = 23 \cdot 10^9 \, \Omega$$

$R_1 + R_3 = 73 \cdot 10^9 \, \Omega$; dagegen beim Hintereinanderschalten: $R = 32 \cdot 10^9 \, \Omega$.

III. Zusammenfassung der Hauptergebnisse.

a) Fassen wir nochmals kurz das Resultat der vorliegenden Untersuchungen zusammen, so ergeben sich zunächst aus den Vorversuchen einige Regeln für die Kapazitätsbestimmung durch Ladeteilung:

1. Zur Verhütung störender Influenzwirkungen der geladenen Elektrometernadel auf die Meßquadranten:

α) Man darf die Erdung des Elektrometers nur in dem Augenblicke aufheben, in dem die Nadel die Nullage passiert, oder ruhig in derselben steht.

β) Man darf eine Ladeteilung nur dann ausführen, wenn die Nadel sich nicht mehr bewegt.

2. Die Elektrometereichkurve ist auf eine dem Verfahren bei der Ladeteilung entsprechende Weise zu ermitteln.

b) Die Hauptversuche, die der Untersuchung von Bronsonwiderständen dienten, zeigten dann:

1. Daß sich — wenigstens innerhalb des hier näher untersuchten Druckbereiches (bis herab zu etwa 1 mm Hg) — alle Erscheinungen, bis auf das Fehlen einer Unipolarität bei den kleineren Drucken durch die bestehenden Theorien erklären lassen.

2. Daß ferner Bronsonwiderstände sich unter allen Umständen wie gewöhnliche Ohmsche Widerstände parallel schalten lassen.

3. Daß dagegen das Hintereinanderschalten nur dann zweckmäßig sich ausführen läßt, wenn der zuerst geschaltete

Widerstand so konstruiert ist, daß der ganze durch ihn fließende Strom auch durch den zweiten Widerstand fließen muß. Ferner ist hier zu beachten, daß man abhängig von der Spannung nur dann die Summe der Einzelwiderstände erhalten kann, wenn diese sich wie gewöhnliche Ohmsche Widerstände verhalten; für gewöhnlich dagegen wird man dieses Resultat nur abhängig vom Strom erhalten, was den praktischen Wert des Hintereinanderschaltens verringert.

4. Daß ein Bronsonwiderstand durch Variieren des Gasdruckes sich in weiten Grenzen variieren läßt.

5. Daß von den hier untersuchten Apparaten für praktische Zwecke der kugelförmige Apparat am geeignetsten wäre. Während nämlich bei den beiden anderen Apparaten bei keinem Drucke eine vollständige Unabhängigkeit des Widerstandes von der Spannung zu konstatieren war, fand sich bei der Kugel bei jeder Füllung ein Druck, bei dem sich ihr Widerstand in jeder Beziehung wie ein Ohmscher Widerstand verhielt. Es war dieser Druck rund 1,2mal so groß wie der, bei welchem die α-Teilchen eben die Gefäßwand erreichten. Man wird also bei der Konstruktion eines kugelförmigen Bronsonwiderstandes zweckmäßig den Radius desselben so wählen, daß er etwa $1\frac{1}{4}$mal so groß ist wie die Reichweite der verwendeten α-Strahlen in dem verwendeten Füllgas bei 760 mm Hg, da er sich dann bei einem Drucke, der etwas kleiner wie der Atmosphärendruck ist, wie ein Ohmscher Widerstand verhalten wird. Es ist das zweckentsprechend, da dann alle Kittstellen nur auf Druck beansprucht werden. Als Füllgas dient der Einfachheit halber am besten trockene Luft.

Zum Schlusse möchte ich es nicht versäumen, Herrn Professor Dr. H. Ebert für die Übertragung der vorliegenden Arbeit, für die liebenswürdige Überlassung aller dazu nötigen Apparate und Versuchsanordnungen sowie für die Förderung derselben durch Rat und Tat meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Erlangen, am 29. Juni 1910.

Hauser.